

**Untersuchung des statistischen Gammazerfalls
nach Schwerionen-Compoundreaktionen
mit einem großen NaJ(Tl)-Spektrometer**

Wolfgang Trautmann

1976

**Untersuchung des statistischen Gammazerfalls
nach Schwerionen-Compoundreaktionen
mit einem großen NaJ(Tl)-Spektrometer**

**Inaugural-Dissertation
zur
Erlangung des Doktorgrades des
Fachbereichs Physik
der
Ludwig-Maximilians-Universität München**



**vorgelegt von
Wolfgang Trautmann
München
März 1976**

1. Berichterstatter: Prof. Dr. W. Hering
 2. Berichterstatter: Prof. Dr. J. de Boer
- Tag der mündlichen Prüfung: 16. Juli 1976



ZUSAMMENFASSUNG

Der Gammazerfall hoch über der Yrast-Linie angeregter Hochspinzustände zu Zuständen in der Nähe der Yrast-Linie wurde für $(^{16,18}\text{O}, \text{xn})$ -Reaktionen an $^{144,148,150}\text{Sm}$ -Targets bei Energien zwischen 72 MeV und 83 MeV untersucht. Mit einem 27 cm x 33 cm NaJ(Tl)-Spektrometer wurden Gammaenergiespektren im Bereich von 0.5 MeV bis etwa 10 MeV Gammaenergie, Gammamultiplizitäten und Gamma-Gamma-Richtungskorrelationen gemessen.

Die Intensität der kontinuierlichen Gammaskpektren nimmt oberhalb von etwa 800 keV nahezu exponentiell ab. Die Werte der Abklingkonstanten liegen zwischen 0.8 MeV und 1.3 MeV. Die für diesen Teil der Spektren bestimmten Multiplizitäten wachsen proportional mit der Zerfallsenergie, die für die Pre-Yrast-Kaskaden verfügbar ist.

Die Ergebnisse der Korrelationsmessung, die im Rahmen des statistischen Modells interpretiert werden, führen auf eine Quadrupolkomponente von $70\% \pm 30\%$ in der Pre-Yrast-Gammastrahlung. Dies entspricht einer Behinderung der E1-Strahlung von 10^{-3} bis 10^{-5} gegenüber der Vorhersage des Einteilchenmodells. Ob die Quadrupolkomponente kollektiven oder Einteilchen-Charakter besitzt, läßt sich anhand der bisher vorliegenden Lebensdauermessungen nicht eindeutig entscheiden.

Mit Monte Carlo-Verfahren wurden Spektren und Multiplizitäten für statistische Kaskaden berechnet. Der Vergleich mit den experimentellen Ergebnissen zeigt, daß der Pre-Yrast-Gammazerfall als rein statistischer Prozeß beschrieben werden kann, und daß Form und Multiplizität der Gammaskpektren hauptsächlich davon bestimmt werden, bei welchen Anregungsenergien der Endkern bevölkert wird.

1.	Einleitung	1
2.	Die Experimente	5
2.1.	NaJ(Tl)-Gammaspektrometer	5
2.1.1.	Aufbau	5
2.1.2.	Lichtimpulsgenerator	5
2.1.3.	Nachweiswahrscheinlichkeit	7
2.1.4.	Auflösungsvermögen	11
2.1.5.	Impulshöhenstabilisierung	11
2.1.6.	Antikoinzidenzschild	13
2.2.	Durchführung der Messung	14
2.2.1.	Projektile und Targets	14
2.2.2.	Anordnung der Detektoren	15
2.2.3.	Elektronik und Datenaufnahme	17
2.2.4.	Eichung und Normierung	17
2.3.	Auswertung und Korrekturen	19
2.3.1.	Auswertung der Zeitspektren	19
2.3.2.	Korrektur der NaJ-Impulshöhenspektren	22
2.3.3.	Bestimmung von Multiplizitäten	25
3.	Ergebnis	27
3.1.	Diskrete Gammaskpektren	27
3.2.	Kontinuierliche Gammaskpektren	30
3.3.	Multiplizität der statistischen Kaskaden	34
3.3.1.	Ergebnis der Messung	34
3.3.2.	Zerfallsenergie der statistischen Kaskaden	37
3.3.3.	Korrelation von $\bar{N}_\gamma$ mit $\bar{E}_{\text{eff}}$	42
3.4.	Multipolarität der statistischen Kaskaden	43
3.4.1.	Ergebnis der Korrelationsmessung	43
3.4.2.	Modell für die Interpretation	45
3.4.3.	Berechnung der Korrelationsfunktionen	46
3.4.4.	Spinabhängigkeit der Niveaudichte	49
3.4.5.	Intensität der Quadrupolkomponente	49

	Seite
4. Diskussion	53
4.1. Modellrechnungen für statistische Kaskaden	53
4.1.1. Übergangswahrscheinlichkeiten	53
4.1.2. Spektrenformen	56
4.1.3. Multiplizitäten	60
4.2. Kollektivität der Quadrupolkomponente	61
 Anhang : Wahrscheinlichkeit von Summenereignissen	 63
A1. Binomialverteilung	63
A2. Kontinuierliche Spektren	63
A3. Beispiel: Exponentielle Spektrenform	64
A4. Numerisches Korrekturverfahren	65
 Literatur	 66
Verzeichnis der Abbildungen und Tabellen	70

1. EINLEITUNG

In Kernreaktionen mit schweren Ionen kann man hohe Drehimpulse auf nukleare Systeme übertragen und deren Verhalten unter dem Einfluß von Zentrifugal- und Corioliskräften studieren. So wurden neben (α, xny) Reaktionen hauptsächlich (HI, xny) Schwerionen-Compoundreaktionen benutzt, um - ange-regt durch die Entdeckung des "backbending"¹⁾ - die Rotations-spektren schwerer deformierter Kerne bei Spins bis etwa $20 \hbar$ zu untersuchen²⁾.

In jüngster Zeit findet der Bereich weit höherer Drehimpulse ($60-100 \hbar$) besondere Aufmerksamkeit, da hier sprunghafte Deformationsänderungen, Phasenübergänge und isomere Zustände erwartet werden³⁾. Obwohl mit verfügbaren Schwerionenstrahlen Compoundkerne mit Spins dieser Größenordnung gebildet werden können⁴⁾, sind diskrete Kernzustände bisher nur bei Spins von weniger als $25 \hbar$ identifiziert worden⁵⁾. Gammaübergänge zwischen höher liegenden Zuständen können nicht mehr aufgelöst werden und erscheinen als kontinuierliches Spektrum⁶⁾. Die Erforschung sehr hoher Drehimpuls-bereiche ist daher verknüpft mit der Untersuchung dieses Gammakontinuums und verlangt ein Verständnis des Reaktions-mechanismus, der zu kontinuierlichen Spektren führt.

Schwerionen-Compoundreaktionen sind in ihren Grundzügen seit langem bekannt⁷⁾, die Bedeutung der Yrast-Zustände⁸⁾ für den Reaktionsablauf und die damit zusammenhängenden Drehimpulseffekte wurden jedoch erst von Grover und Gilat ausführlich diskutiert⁸⁾. Die auf diesen theoretischen Arbeiten fußende Vorstellung⁹⁾ vom Ablauf einer (HI, xny) Reaktion ist in Abb.1 skizziert:

Der durch Fusion von Projektil und Targetkern gebildete hochangeregte Compoundkern zerfällt zunächst durch Evaporati-on von Neutronen. Der Endkern ist erreicht, wenn die verblie-bene Anregungsenergie über der Yrast-Linie geringer ist als die Neutronenbindungsenergie in diesem Kern. Es hängt daher neben der Anregungsenergie auch vom Drehimpuls des Compound-

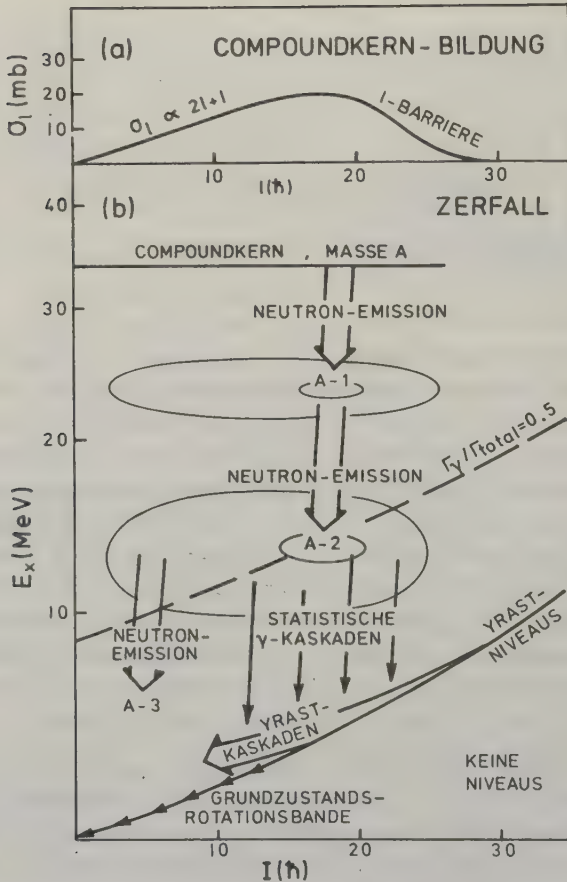


Abb.1: Schematische Darstellung des Ablaufs von (Schwerionen,xny) Reaktionen. Die Zahlenwerte sind typisch für die in dieser Arbeit untersuchten Reaktionen.

- (a) Partiieller Fusionsquerschnitt σ_l als Funktion des Bahndrehimpulses l im Eingangskanal.
- (b) Zerfall des Compoundkerns durch Neutronen- und Gammaemission (diese Art der Darstellung in einem Anregungsenergie-Drehimpuls-Diagramm geht auf Grover/Gilat zurück). γ_γ und Γ_{total} bezeichnen die partielle Gammazerfallsbreite und die totale Zerfallsbreite, weitere Erklärungen im Text.

kerns und vom Verlauf der Yrast-Linien in den Endkernen ab, wieviel Neutronen emittiert werden können (vgl. Abb.1). Die Yrast-Linie beeinflusst auch den weiteren Weg des Zerfallsprozesses. So wird angenommen, daß das kontinuierliche Spektrum nichtaufgelöster Gammastrahlung in zwei aufeinanderfolgenden Abschnitten entsteht. Die hochangeregten Produktkerne verlieren zunächst innere Anregungsenergie in Kaskaden von wenigen hochenergetischen Gammaübergängen. Diese "statistischen Kaskaden" bevölkern Zustände in der Yrast-Region, die sich über einen Bereich von einigen hundert keV oberhalb der Yrast-Linie erstreckt. Der Gammazerfall folgt dann der Yrast-Linie und verläuft über Kaskaden niederenergetischer Übergänge innerhalb kollektiver Banden ("Yrast-Kaskaden"), bis schließlich die Grundzustandsbande bevölkert und ein Spektrum diskreter Gammalinien emittiert wird.

Für eine Unterscheidbarkeit von statistischen Kaskaden und Yrast-Kaskaden gibt es erst seit kurzem auch experimentelle Hinweise. Newton et al.¹⁰⁾ und Banaschik et al.⁴⁾ fanden bei verschiedenen Schwerionenreaktionen einen deutlichen Abfall in der Intensität des Kontinuums bei Gammaenergien zwischen 0.8 MeV und 2.5 MeV, die sie als die oberen Grenzen der Energiespektren der Yrast-Kaskaden interpretierten.

Von einigen älteren Arbeiten¹¹⁻¹³⁾ abgesehen, konzentrierte sich das experimentelle Interesse bisher hauptsächlich auf den niederenergetischen Teil der kontinuierlichen Gammaspektren¹⁴⁻¹⁷⁾. Diese Arbeiten zeigen, daß die Yrast-Kaskaden zu einem großen Teil aus gestreckten Quadrupolübergängen bestehen, die den Drehimpuls des emittierenden Kerns um jeweils $2 \hbar$ vermindern. Die Anzahl der Übergänge (Multiplizität) ist infolgedessen auch mit dem in der Reaktion eingebrachten Drehimpuls korreliert. Diesen Zusammenhang benutzten Hagemann et al.¹⁷⁾ und bestimmten durch Multiplizitätsmessungen mit einer Vieldetektoranordnung die Drehimpulsverteilung der Anfangszustände der Gammakaskaden (entry states). Da meist Detektoren mit kleiner Nachweiswahrscheinlichkeit für hochenergetische Gammastrahlung

verwendet wurden, fanden die statistischen Kaskaden, deren Energiespektrum bis nahe an 10 MeV reichen kann, bei diesen Experimenten nur wenig Aufmerksamkeit.

Es war das Ziel dieser Arbeit, die Untersuchung des Gammakontinuums auf den vollen Energiebereich auszudehnen und den Zerfall hoch über der Yrast-Linie angeregter Hochspinzustände zu verfolgen ("pre-yrast" Gammazerfall). Für die Messungen wurde ein 27 cm x 33 cm NaJ(Tl)-Gammaspektrometer verwendet, das für den Nachweis hochenergetischer Gammastrahlung konzipiert ist und eine sehr hohe Nachweiswahrscheinlichkeit besitzt (Abschnitt 2.1.). Damit wurden Energiespektren und Multiplizitäten der Gammakontinua gemessen, die nach ^{16}O und ^{18}O induzierten 2n, 3n und 4n Reaktionen an Samariumtargets von den produzierten Ytterbiumisotopen emittiert werden. Für die Reaktion $^{144}\text{Sm}(^{16}\text{O}, 2n)^{158}\text{Yb}$ wurde eine Gamma-Gamma-Richtungskorrelation gemessen, um aus der Anisotropie Aussagen über die Multipolarität der Gammastrahlung zu gewinnen.

Wie bei den meisten der jüngeren Arbeiten über den Gammazerfall von Hochspinzuständen wurden Reaktionen gewählt, die in das "Backbending-Gebiet" im Bereich der Seltenen Erden führen. Vorhandene Ergebnisse konnten so verwendet und ergänzt werden. Da man erwartet, daß diese Kerne im Massenbereich um $A = 150$ auch bei hohen Drehimpulsen noch stabil gegen Kernspaltung sind¹⁸⁾, werden sie bei der Suche nach den eingangs erwähnten Phänomenen bei Spins nahe $60 \hbar$ ebenfalls eine besondere Rolle spielen.

Die Meßergebnisse sind ihrer Natur nach Mittelwerte statistisch verteilter Meßgrößen und werden im Rahmen des statistischen Modells für Compound-Reaktionen interpretiert (Abschnitt 3.). Um die Bedeutung der gemessenen Spektriform zu verstehen, wurden Monte Carlo-Rechnungen für statistische Gammakaskaden durchgeführt und die Ergebnisse mit dem Experiment verglichen (Abschnitt 4.1.). Zur Diskussion der Frage, ob die auch bei hohen Gammaenergien vorherrschende Quadrupolstrahlung kollektiven oder Einteilchen-Charakter trägt (Abschnitt 4.2.), werden Lebensdauermessungen herangezogen, die für einige der untersuchten Reaktionen vorliegen¹⁹⁾.

2. DIE EXPERIMENTE

Die Experimente fanden am MP-Tandembeschleuniger der Münchner Universitäten in Garching statt. Als apparative Vorarbeit zu der hier beschriebenen Untersuchung wurde dort ein 27 cm x 33 cm NaJ(Tl)-Spektrometer für den Nachweis hochenergetischer Gammastrahlung aufgebaut.

2.1. NaJ(Tl)-Gammaskpektrometer

2.1.1. Aufbau

Das NaJ(Tl)-Spektrometer hat große Ähnlichkeit mit Instrumenten anderer Laboratorien²⁰⁾, die ursprünglich für die Untersuchung von Riesenresonanzen in leichten Kernen entworfen und verwendet wurden. Der Aufbau²¹⁾ ist daher durch die bei diesen Experimenten auftretenden Untergrundprobleme charakterisiert (Abb.2). Wesentliche Merkmale sind eine großflächige 60 DVP Photovervielfacherröhre zur Betrachtung des NaJ(Tl)-Kristalls von 27 cm Durchmesser und 33 cm Länge, ein NE110 Plastik-Antikoinzidenzschild, ein Bleighäuse mit Wandstärken zwischen 8 cm und 16 cm, sowie verschiedene ⁶LiF-Schichten und ein 2 mm starkes Cd-Blech zur Absorption von langsamen Neutronen.

Das Spektrometer steht auf einer drehbaren ehemaligen Geschützlafette und erreicht Winkel bis zu 140° relativ zur Richtung des einfallenden Ionenstrahles. Der Abstand des NaJ-Kristalls vom Target kann zwischen 30 cm und 75 cm variiert werden.

2.1.2. Lichtimpulsgenerator

Auf dem Glaskolben der 60 DVP Photovervielfacherröhre sind lichtemittierende Halbleiterdioden (LED) befestigt, mit denen die Photokathode direkt beleuchtet werden kann. Sie werden von einem elektronischen Impulsgeber angesteuert, dessen Impulsform der von Szintillationsereignissen im Kristall angepaßt ist (≈ 40 ns Anstiegszeit, ≈ 250 ns Abklingzeit).

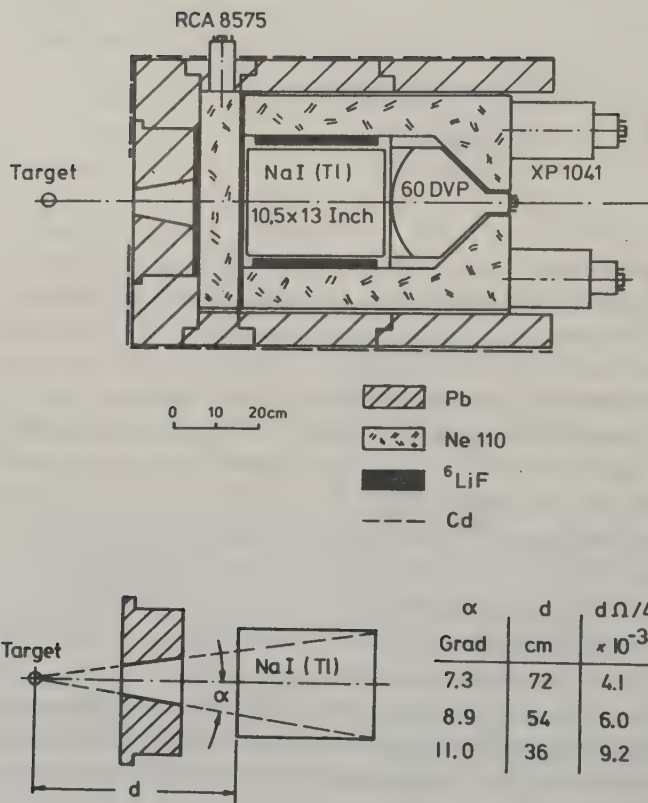


Abb.2: Aufbau des NaJ(Tl)-Spektrometers

Vertikaler Schnitt (oben) und Kollimation (unten). Bei diesem Experiment wurde die Frontscheibe des NE110 - Plastikszintillators entfernt und nur die 7.3 Grad oder die 8.9 Grad Kollimation verwendet.

2.1.3. Nachweiswahrscheinlichkeit

Die vom Target kommende Gammastrahlung wurde so kollimiert, daß der NaJ-Kristall den definierten Raumwinkelbereich mit voller Länge überdeckt (Abb.2 unten). Die totale Nachweiswahrscheinlichkeit des Kristalls liegt dann für alle Energien über 98 %, weniger als 2 % der einfallenden Gammastrahlung durchdringt also den Kristall ohne ein Szintillationssignal zu erzeugen²²⁾. Das Kristallgehäuse (an der Stirnseite 1 mm Aluminium + 2 mm Reflektorschicht) und der ^6LiF -Neutronenabsorber ($\approx 1 \text{ g/cm}^2$) beeinflussen die totale Nachweiswahrscheinlichkeit nur wenig, da bei Comptonstreuung in diesen Schichten das Sekundärquant noch mit großer Wahrscheinlichkeit den Kristall erreicht²³⁾. Bei 1 MeV Gammaenergie beträgt der Verlust nur etwa 3 %. Die relative Intensität der Photolinie (photofraction) wird durch Comptonstreuung allerdings verringert.

Zur Bestimmung der Linienform (lineshape) und der Photofraction des Spektrometers wurden Ergebnisse von Rechnungen²⁴⁾ und Messungen verwendet. Die Rechnungen waren mit einem Monte Carlo-Programm²⁵⁾ ausgeführt worden, das die Abbremsung von Sekundärelektronen im Kristall und dabei auftretende Bremsstrahlung explizit berücksichtigt und daher auch für hohe Gammaenergien geeignet ist. Für die Messungen wurden ^{60}Co und ^{228}Th Präparate verwendet. Um monoenergetische Gammastrahlung von 1.17 MeV und 2.61 MeV zu erzeugen, wurde in Koinzidenz mit einem 10 cm x 10 cm NaJ-Detektor gemessen und damit der zweite Übergang der Kaskade nachgewiesen (1.33 MeV bzw. 0.58 MeV). Die gemessenen Linienformen sind im oberen Teil des Spektrums untergrundfrei (Abb.3a), müssen jedoch im unteren Teil, wo Detektorrauschen und Störlinien auftreten, ergänzt werden. Hierzu wurden berechnete Linienformen herangezogen, die einen gleichmäßigen Intensitätsabfall zu kleineren Energien hin zeigen (Abb.3b). Die Unsicherheiten in der Ergänzung tragen wesentlich zum Fehler bei der Angabe der Photofraction bei.

Die Differenzen zwischen berechneten und gemessenen

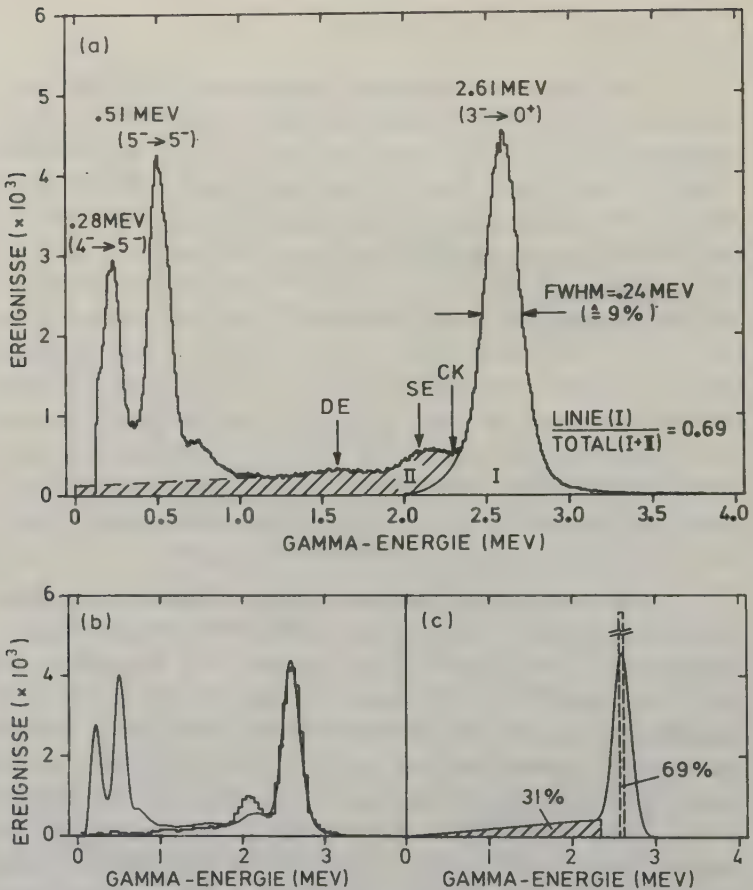


Abb.3: Linienform (line shape) des NaJ(Tl)-Spektrometers bei 2.61 MeV Gammaenergie.

- In Koinzidenz mit der 583 keV Linie gemessenes Gamma-spektrum eines ^{228}Th -Präparates. Die Positionen der Comptonkante (CK), des Single-Escape (SE) und des Double-Escape (DE) Peaks sind markiert. Unterhalb von 1 MeV stören weitere koinzidente Übergänge in ^{208}Pb . Die unterbrochene Linie zeigt den hier angenommenen Verlauf der 2.61 MeV Linienform. Für die Photo-fraction ergibt sich damit ein Wert von 0.69.
- Rechnungen für den unkollierten Kristall (Histogramm) zeigen einen im Vergleich zur Messung (mit Kollimation) starken Comptonberg. Die berechnete Intensität fällt unterhalb von 1 MeV gleichmäßig ab.
- Für die Entfaltung der Spektren verwendete Linienform vor (unterbrochene Linie, Comptonberg schraffiert, Photolinie nicht maßstabsgerecht) und nach Glättung (durchgezogene Linie), vgl. Abschnitt 2.3.2..

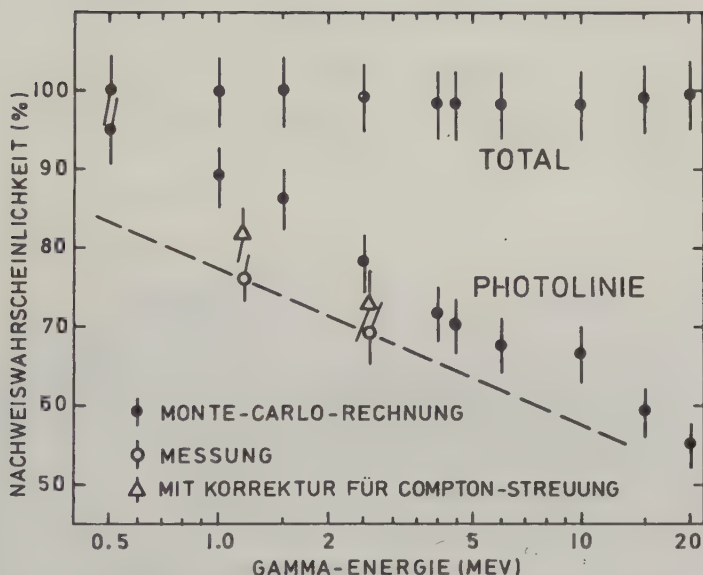


Abb. 4: Nachweiswahrscheinlichkeit des NaJ(Tl)-Spektrometers bei niederen Energien (die Energieskala ist logarithmisch).

Die Monte Carlo-Rechnungen wurden für den reinen Kristall (ohne Aluminiumgehäuse etc.) und eine Kollimation wie in Abb. 2 ausgeführt. Für die totale Nachweiswahrscheinlichkeit ergibt sich ein Wert von nahezu 100%. Die relative Intensität der Photolinie ist geringer und hängt von der Energie ab.

Die gemessenen Werte (vgl. Abb. 3a) wurden für den Vergleich mit der Rechnung korrigiert. Dabei wurde angenommen, daß nach Comptonstreuung in Kristallgehäuse und LiF-Schicht alle Sekundärquanten mit Streuwinkeln zwischen 5° und 80° im Kristall nachgewiesen werden, wegen der verminderten Energie aber nicht zur Intensität der Photolinie beitragen. Für die Entfaltung der Spektren wurden die gemessenen und die davon extrapolierten Werte verwendet (unterbrochene Linie).

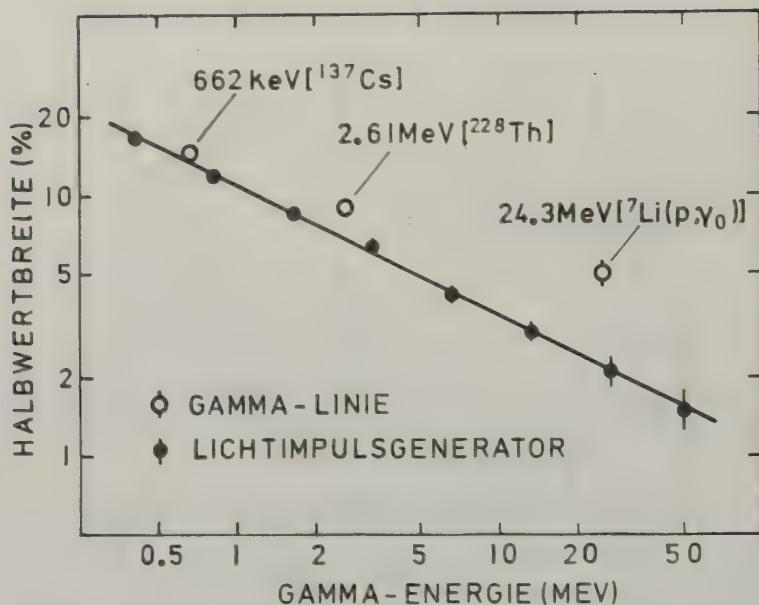


Abb.5: Auflösungsvermögen des NaJ(Tl)-Spektrometers (doppeltlogarithmische Darstellung).

Die Halbwertbreite der Lichtpulserlinien definiert den Beitrag der Photoelektronenstatistik. Er wird von der durchgezogenen Linie, die proportional zu $E^{-1/2}$ verläuft, gut wiedergegeben. Die Halbwertbreiten von Gammalinien sind größer. Der Vergleich zeigt, daß der Kristall und die optische Kopplung an die Photovervielfacherröhre unabhängig von der Gammaenergie etwa 5 % zur Halbwertbreite beitragen (quadratische Addition).

Werten (Abb.4) lassen sich nur zum Teil durch die Comptonstreuung in Vorwärtsrichtung an ^6LiF -Schicht und Kristallgehäuse erklären, die bei der Rechnung nicht berücksichtigt ist. Die Rechnungen zeigen jedoch die Energieabhängigkeit der Photofraction, so daß von den gemessenen Werten extrapoliert werden konnte (Abb.4). Die so bestimmten relativen Photolinienintensitäten wurden bei der Entfaltung der gemessenen Gammaspektren benutzt (Abschnitt 2.3.2.).

2.1.4. Auflösungsvermögen

Das Auflösungsvermögen spielte bei diesem Experiment nur eine untergeordnete Rolle. Es ist bei niederen Energien zu einem großen Teil durch die statistische Verteilung der Photoelektronen bestimmt, die die erste Dynode des Photovervielfachers erreichen. Ein Vergleich der Halbwertbreiten von Gammalinien und Lichtpulserlinien zeigt, daß der NaJ-Kristall und die optische Kopplung an die Photokathode nahezu unabhängig von der Energie eine zusätzliche Linienunschärfe von etwa 5 % verursachen (Abb.5). Dies ergibt zusammen mit der Photoelektronenverteilung ein relatives Energieauflösungsvermögen, das mit wachsender Gammaenergie E_γ langsamer als mit $E_\gamma^{-1/2}$ abnimmt und im Energiebereich der Pre-Yrast-Gammastrahlung zwischen 7 % und 12 % beträgt.

2.1.5. Impulshöhenstabilisierung

Der Verstärkungsfaktor der 60 DVP-Photovervielfacherröhre schwankt sehr stark bei wechselnder Zählrate (bis zu 2 % bei Änderung der einfallenden Lichtintensität um 10 %). Andererseits führen bereits kleine Änderungen in der Verstärkung wegen des steilen Intensitätsabfalls des Gammacontinuuums zu Verzerrungen der Spektren. Im linearen Kreis der elektronischen Impulsverarbeitung wurde daher ein elektronischer Stabilisator eingesetzt, der die Lage einer Referenzlinie im Spektrum durch Anpassung seines Verstärkungsfaktors konstant hält (Abb.6). Die Referenzlinie wurde mit dem Lichtpulser bei etwa 19 MeV in einem sonst leeren Teil des Spektrums erzeugt.

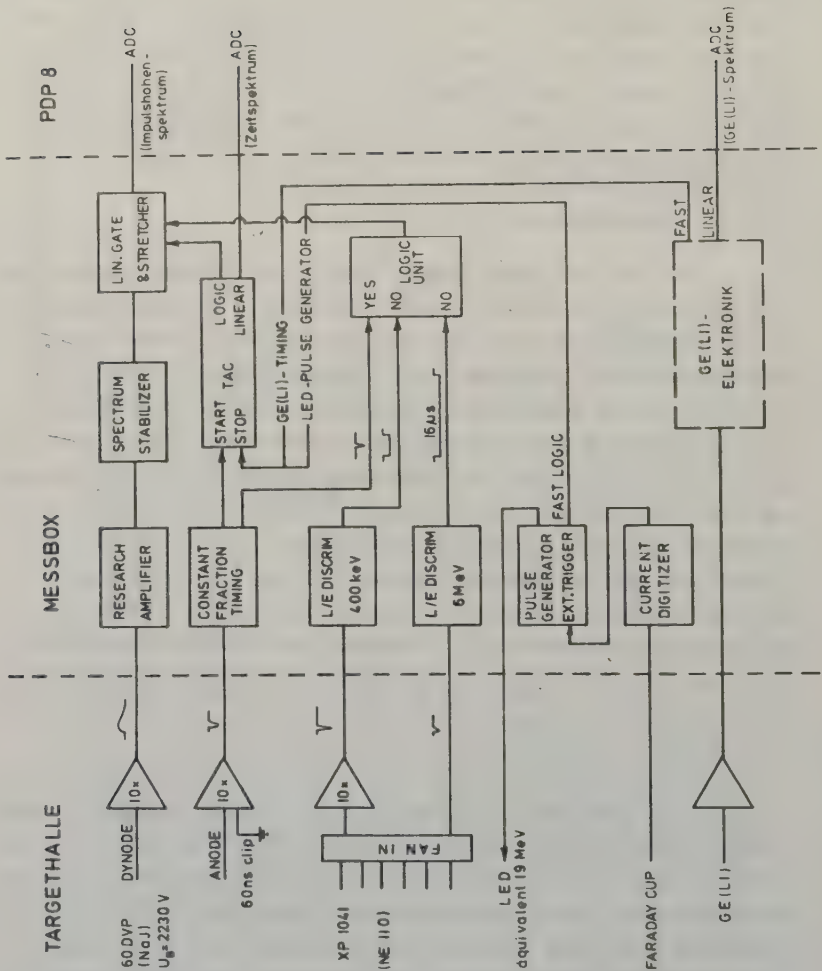


Abb.6: Blockschaftbild des elektronischen Aufbaus für den Betrieb des NaJ(Tl)-Spektrometers (Erklärung im Text).

Testexperimente mit radioaktiven Präparaten zeigten, daß das Stabilisierungssystem auch über längere Zeit (>24 h) hinweg weniger als ± 1.5 % driftet, und daß auch sehr starke Zählratenschwankungen zu kaum meßbaren Linienverbreiterungen führen. Die Lage der Referenzlinie änderte sich bei Drehung des Spektrometers um bis zu ± 10 % relativ zu Gammalinien, so daß die Spektren bei jedem Beobachtungswinkel gesondert geeicht werden mußten (Abschnitt 2.2.4.). Die Winkelabhängigkeit des Lichtpulsers war reproduzierbar, sie ist deshalb nur durch eine Winkelabhängigkeit der effektiven Empfindlichkeit der beleuchteten Photokathodenfläche relativ zur mittleren Empfindlichkeit der Gesamtfläche erklärbar. Die effektive Empfindlichkeit hängt sehr stark von der Fokussierung der Photoelektronen auf die erste Dynode ab und kann bei großen Kathodenflächen lokal bis zu 50 % variieren²⁶⁾. Der trotz der μ -Metall-Abschirmung der 60 DVP vorhandene Durchgriff des Erdmagnetfeldes in den Kathodenraum kann daher bei einer Drehung des Spektrometers Effekte der beobachteten Größenordnung verursachen.

2.1.6. Antikoinzidenzschild

Bei sehr hohen Gammaenergien (> 10 MeV) können Auflösungsvermögen und Photofraction des Spektrometers durch Antikoinzidenzbetrieb des Plastik-Szintillators verbessert werden. Ereignisse, bei denen ein Teil des sekundär erzeugten Elektron-Gamma-Schauers den Kristall verlassen hat, werden dann mit hoher Wahrscheinlichkeit angezeigt und aussortiert. Auch bei diesem Experiment wurde der Plastik-Szintillator (ohne Frontscheibe) als Antikoinzidenzdetektor verwendet, wegen der relativ kleinen Gammaenergien aber nur mit der Absicht, den durch Höhenstrahlung verursachten Untergrund zu reduzieren²⁷⁾.

Mit zwei Diskriminatoren wurden kurze prompte (40 ns) und lange Antikoinzidenzsignale erzeugt (Abb.6). Die künstliche Totzeit von 16 μ s nach hochenergetischen Szintillationsereignissen im Plastikdetektor diente als Erholungszeit (recovery time) für die Elektronik nach dem Durchgang

schneller Myonen, die im NaJ-Kristall im Mittel 130 MeV an Energie verlieren. Myon-Einfangprozesse im NaJ-Kristall mit anschließendem Zerfall ($\tau = 2.2 \mu\text{s}$, 53 MeV Maximalenergie des Elektronenspektrums) werden so ebenfalls erfaßt. Der Höhenstrahlungsuntergrund wurde mit dieser Anordnung auf wenige Prozent reduziert und konnte daher bei den hier beschriebenen Experimenten vernachlässigt werden.

2.2. Durchführung der Messung

2.2.1. Projektile und Targets

Angereicherte ^{144}Sm , ^{148}Sm und ^{150}Sm Targets von 1 mg/cm^2 bis 4 mg/cm^2 Dicke wurden mit ^{16}O und ^{18}O bei Strahlenergien zwischen 72 MeV und 83 MeV beschossen. Die einzelnen Reaktionen und die dabei gebildeten Endkerne sind in Tabelle 1 angegeben.

Die selbsttragenden Targetfolien waren auf der Rückseite mit einer Wismutschicht von etwa 1.5 mg/cm^2

Tabelle 1 : Die untersuchten Reaktionen

Projektil	Target	Target- ^{a)} dicke (mg/cm^2)	Strahl- ^{b)} energie (MeV)	Reaktions- kanäle	Endkerne
^{16}O	^{144}Sm	4.0	83.3	$3n, 2n$	$^{157}, ^{158}\text{Yb}$
^{16}O	^{144}Sm	4.0	74.0	$2n$	^{158}Yb
^{16}O	^{144}Sm	1.0	72.0 ^{c)}	$2n$	^{158}Yb
^{18}O	^{144}Sm	4.0	76.0	$3n, 2n$	$^{159}, ^{160}\text{Yb}$
^{16}O	^{148}Sm	3.8	81.2	$4n, 3n$	$^{160}, ^{161}\text{Yb}$
^{16}O	^{150}Sm	1.8	81.2	$4n, 3n$	$^{162}, ^{163}\text{Yb}$

a) Der Energieverlust im Target beträgt $1.9 \text{ MeV/mg cm}^{-2}$.

b) Die Coulombbarrieren der Sauerstoff-Samarium-Systeme liegen zwischen 69 MeV und 70 MeV im Laborsystem.

c) Bei dieser Reaktion wurde die Richtungskorrelation gemessen.

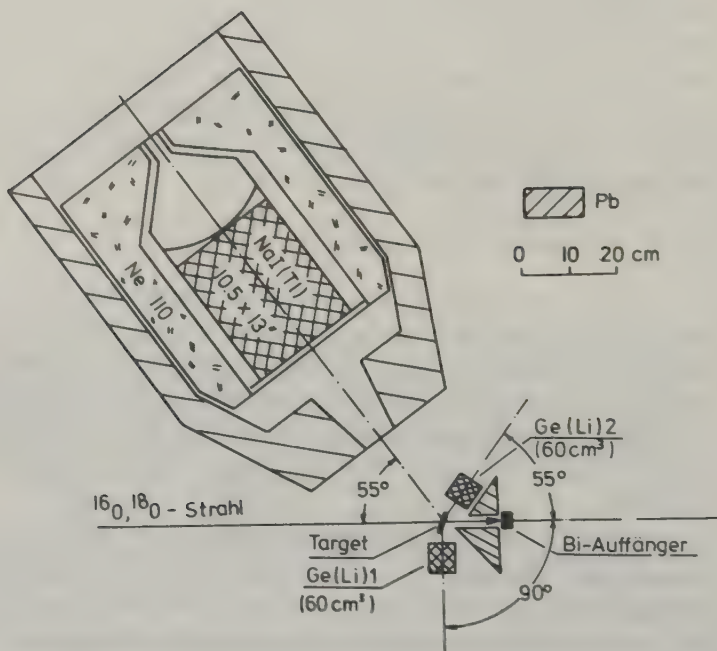
bedampft, um zu verhindern, daß Fusionsprodukte ins Vakuum entweichen und Dopplerverbreiterungen der diskreten Linien oder Störungen der Gamma-Winkelverteilungen auftreten²⁸⁾. Als Targetkammer diente ein Stahlröhrchen von 2 cm Durchmesser und 1 mm Wandstärke. Der Sauerstoffstrahl wurde 15 cm hinter dem Target in einer Wismutscheibe aufgefangen (Abb.7). Die gesamte Kammer bildete einen Faraday-Becher zur Messung des einfallenden Ionenstroms.

2.2.2. Anordnung der Detektoren

Zur Gewinnung untergrundfreier Gammaspektren wurde das NaJ(Tl)-Spektrometer bei allen Messungen in Koinzidenz mit einem koaxialen Ge(Li)-Detektor ($\approx 60 \text{ cm}^3$) betrieben. Anhand der charakteristischen Gammalinien der Produktkerne im Ge(Li)-Impulshöhenspektrum wurden die Reaktionskanäle identifiziert und ihre relativen Wirkungsquerschnitte bestimmt.

Die Orientierung der Compoundkernspins senkrecht zur Strahlachse (alignment) und die dadurch verursachte nicht isotrope Emission der Gammastrahlung⁹⁾ beeinflussten die Wahl der Beobachtungsrichtung. Winkelverteilungen von Übergängen der Multipolarität L können nach geraden Legendrepolynomen bis zur Ordnung 2L entwickelt werden. Da der dominierende Term $P_2(\cos\theta)$ bei $\theta = 55^\circ$ und $\theta = 125^\circ$ verschwindet, ist bei diesen Winkeln die beobachtete Gammaintensität etwa gleich der mittleren Intensität unabhängig von der Art des Übergangs (vgl. Abschnitt 3.4.).

Energiespektren und Multiplizitäten des Gamma-kontinuums wurden in ebener Geometrie mit $\theta(\text{NaJ}) = 125^\circ$ und $\theta(\text{Ge(Li)}) = -90^\circ$ gemessen (Abb.7). Der Ge(Li)-Detektor bei -90° bildete zusammen mit einem weiteren Ge(Li)-Detektor (koaxial, $\approx 60 \text{ cm}^3$) unter 55° eine zweite Koinzidenzgruppe. Sie ermöglichte eine Untersuchung der diskreten Linienspektren²⁹⁾ und war von Bedeutung für die Multiplizitätsbestimmung. Die Gamma-Gamma-Richtungskorrelation wurde ebenfalls in ebener Geometrie bei Winkeln von $\theta(\text{NaJ}) = 40^\circ, 90^\circ, 140^\circ$ und $\theta(\text{Ge(Li)}) = -142^\circ$ gemessen.



Messung	Detektorwinkel NaI	(Grad)	
		Ge(Li)1	Ge(Li)2
Gammaspektren Multiplizitäten	125	- 90	55
Winkelkorrelation	40, 90, 140	- 142	-

Abb.7: Anordnung für die Messung von Energiespektren und Gamma-Multiplizitäten (oben) und Tabelle der Detektorwinkel (unten)

Die Ge(Li)-Detektoren standen etwa 5 cm vom Target entfernt. Ein Abstand von mehr als 50 cm zwischen NaJ-Kristall und Target reichte aus, um prompte Gammaereignisse und evaporierte Neutronen anhand der verschiedenen Flugzeiten unterscheiden zu können (Abschnitt 2.3.1.). Neutronen werden vom NaJ-Detektor ebenfalls nachgewiesen, da bei inelastischer Streuung schneller Neutronen oder Einfang langsamer Neutronen an ^{127}I Gammastrahlung im Detektor entsteht (^{23}Na hat relativ kleine Wirkungsquerschnitte).

2.2.3. Elektronik und Datenaufnahme

Abgesehen von dem elektronischen Aufbau zum Betrieb des NaJ-Spektrometers (Abschnitt 2.1.) wurden Standardverfahren zur Impulsverarbeitung verwendet. Zeitsignale wurden mit Constant-Fraction-Timing-Diskriminatoren gewonnen, die Koinzidenzbedingungen wurden mit Schnell-Langsam-Schaltkreisen realisiert. Die Wahrscheinlichkeit für Pile-Up-Ereignisse im NaJ-Kreis war bei diesem Experiment sehr klein (Einzelzählraten unter 10 kHz), eine elektronische Pile-Up-Unterdrückung daher nicht notwendig.

Für die Aufnahme der Daten wurde das PDP8/PDP10-Onlinesystem³⁰⁾ des Beschleunigerlaboratoriums verwendet. Koinzidenzereignisse (Detektor 1 - Detektor 2 - Zeit) wurden seriell auf Magnetband geschrieben, gleichzeitig wurden Einzelspektren (Singles) und Koinzidenzspektren im Kernspeicher akkumuliert. Das Online-Programm ermöglichte in begrenztem Rahmen auch eine Online-Sortierung der Koinzidenzdaten in "Fensterspektren" zur Kontrolle des Experiments. Für die quantitative Auswertung wurden Off-line-Verfahren verwendet (Abschnitt 2.3.).

2.2.4. Eichung und Normierung

Mit radioaktiven Quellen wurde das Verhältnis von Gammaenergie zu Impulshöhe des NaJ-Spektrometers im Bereich bis zu 2.6 MeV bestimmt und die Linearität überprüft. Da Nichtlinearitäten nur bei Gammaenergien unter 500 keV³¹⁾ zu

erwarten sind, wurde zu höheren Energien hin linear extrapoliert. Eine Möglichkeit zur Online-Kontrolle der Energieeichung boten die Gammalinien vom Einfang sehr langsamer Neutronen an ^{127}I (6.8 MeV) und an den Protonen im Plastikdetektor (2.2 MeV), die in den Spektren der Neutronenereignisse deutlich hervortreten (Abb.9b). Bei der Winkelkorrelationsmessung wurden diese beiden Linien für die relative Energieeichung der Spektren benutzt.

Durch Vergleich mit den Spektren radioaktiver Präparate konnten die Energien von Gammalinien in den Spektren der Germaniumdetektoren mit einer Genauigkeit von etwa 1 keV bestimmt werden. Mit Fitverfahren und unter Verwendung bekannter Linien in den Spektren wurde die Unsicherheit der Energiebestimmung auf einige hundert Elektronenvolt reduziert²⁹⁾.

Zur Bestimmung der Nachweiswahrscheinlichkeit (Photopeakefficiency) der Germaniumdetektoren wurde ein ^{152}Eu -Präparat bekannter Aktivität anstelle des Targets in die Meßkammer gesetzt. ^{152}Eu emittiert zahlreiche Linien zwischen 100 keV und 1500 keV, deren Häufigkeiten bekannt sind³²⁾, so daß absolute Nachweiswahrscheinlichkeiten einschließlich der Diskriminatorschwellen gemessen werden konnten.

Totzeitverluste des Datenverarbeitungssystems wurden während der Experimente mit einem Pulsystem gemessen. Über die Testeingänge der Vorverstärker der Germaniumdetektoren und über die Lichtdioden an der Photovervielfacherröhre wurden künstliche Linien in den Gammaskpektren erzeugt. Die Impulsrate war dabei dem gemessenen Strom des Ionenstrahls proportional (Abb.6). Aus dem Vergleich der Linienintensitäten mit der Gesamtzahl ausgesandter Impulse wurden die Totzeiten bestimmt. Bis auf wenige Prozent wurden sie vom Computer verursacht.

Bei der Messung der Richtungskorrelation wurden die unter verschiedenen Winkeln gewonnenen Daten so normiert, daß sie gleichen Intensitäten der in den koinzidenten

Spektren auftretenden Pulserlinien entsprachen. Bei diesem Verfahren werden auch alle Arten von Totzeitverlusten korrigiert.

2.3. Auswertung und Korrekturen

Zur Off-line-Auswertung wurden die dreiparametrischen Rohdaten vom Magnetband in zweidimensionale Spektren sortiert, die auf dem PDP10-Plattenspeicher angelegt wurden (Disk-Replay³⁰). In der dritten Dimension konnten beim Einlesen der Daten bestimmte Bereiche ausgewählt werden (z.B. das prompte Zeitfenster). Aus den zweidimensionalen Disk-Spektren wurden eindimensionale Spektren (z.B. NaJ-Impulshöhenspektrum) durch Summation über bestimmte Bereiche der zweiten Dimension (z.B. Gammalinie im Ge(Li)-Spektrum) gewonnen. Auf diese Weise konnten Spektren mit beliebigen Nebenbedingungen in den beiden übrigen Dimensionen erzeugt werden.

2.3.1. Auswertung der Zeitspektren

In den Zeitspektren sind prompte Gammaereignisse und verzögerte Neutronenereignisse, die durch Einfang oder inelastische Streuung evaporierter Neutronen hervorgerufen werden, deutlich getrennt (Abb.8a). Die Zeitauflösung im NaJ-Ge(Li)-Koinzidenzkreis lag zwischen 8 ns und 10 ns. Sie hing von der Diskriminatorschwelle am NaJ-Detektor ab und wurde bei Schwellenenergien unterhalb von 1 MeV merklich schlechter. Die bei den Messungen verwendeten Diskriminatoreinstellungen entsprachen Schwellenenergien zwischen 0.5 MeV und 2 MeV.

Nach einem ähnlichen Verfahren wie bei der Bestimmung von Gammamultiplizitäten (Abschnitt 2.3.3.) konnte aus der Intensität des Neutronenberges die mittlere Nachweiswahrscheinlichkeit des NaJ-Spektrometers für evaporierte Neutronen berechnet werden. Bezogen auf den vom Kollimator definierten Raumwinkel ergab sich ein Wert von ungefähr 50 %. Neutronen, die nach Streuung vom Bleigehäuse oder

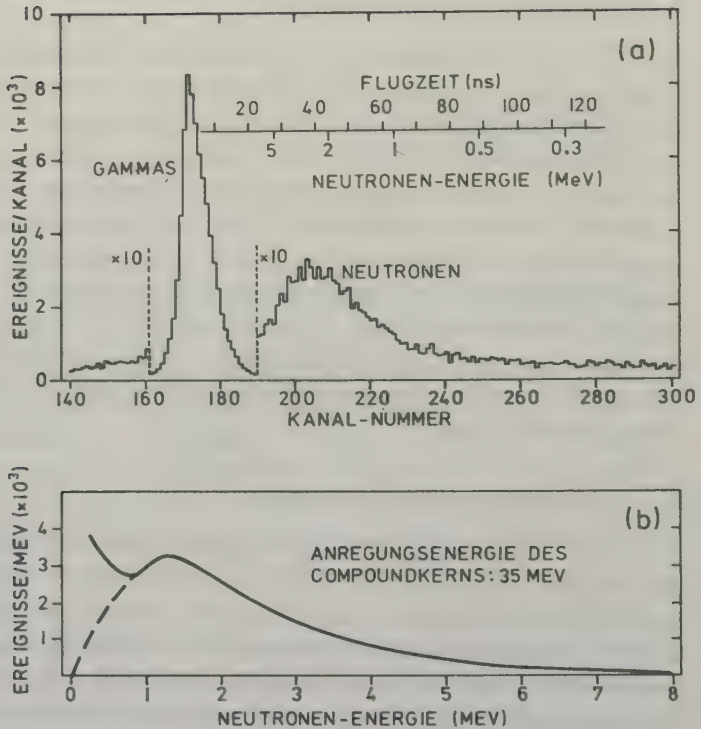


Abb.8: (a) Zeitspektrum für 72 MeV ^{16}O auf ^{144}Sm bei einem Abstand von 72 cm zwischen Target und NaJ-Detektor und einer Diskriminatorschwelle von 1 MeV.

(b) Neutronen-Energiespektrum, das aus dem Flugzeitspektrum der Neutronenereignisse (a) durch Umrechnung auf eine lineare Energieskala gewonnen wurde. In den Detektor gestreute und daher verzögert eintreffende Neutronen führen zu dem steilen Anstieg unterhalb von 1 MeV. Die unterbrochene Linie deutet den möglichen Verlauf des wahren Spektrums an.

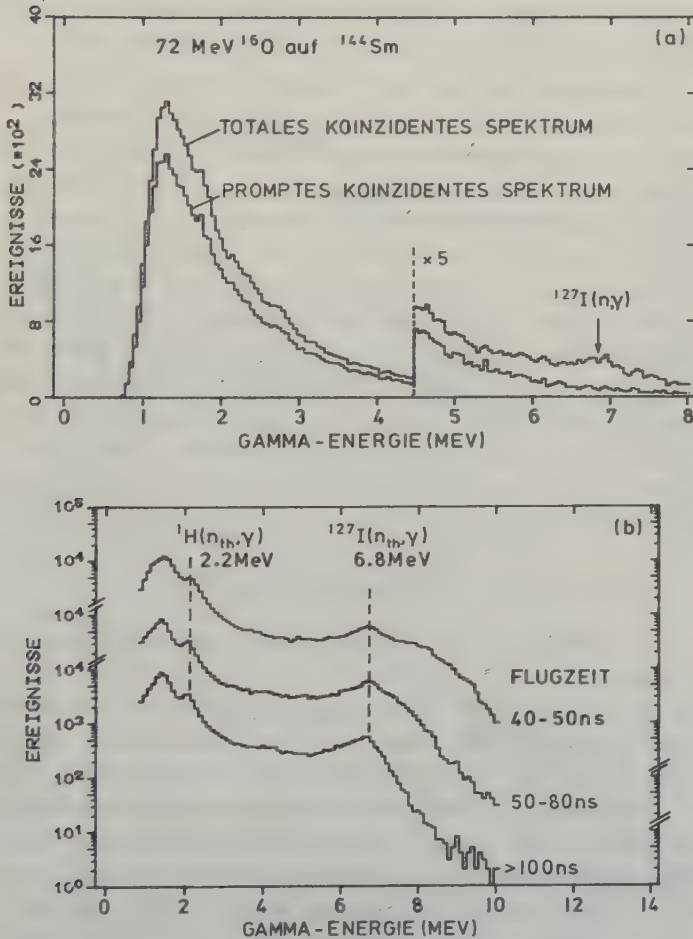


Abb.9: NaJ - Impulshöhenspektren für verschiedene Bereiche des Zeitspektrums bei 72 MeV ^{16}O auf ^{144}Sm .

- (a) Totales und promptes koinzidentes Spektrum.
- (b) Impulshöhenspektren der Neutronenereignisse in logarithmischer Darstellung. Die Daten entstammen einer Messung im Single-Betrieb mit gepulstem Strahl.

anderen Teilen des Aufbaus in den Detektor gelangen, tragen zu dieser hohen Nachweiswahrscheinlichkeit bei, da sie den effektiven Akzeptanzwinkel für Neutronen vergrößern.

Berechnet man aus der Flugzeit die Energie der Neutronen, so erhält man die für ein Evaporationsspektrum charakteristische Spektrenform (Abb.8b). Bei Energien unterhalb von 1 MeV (Flugzeit größer als 60 ns) stören allerdings die gestreuten und daher verzögert eintreffenden Neutronen. Die Energieabhängigkeit in der Nachweiswahrscheinlichkeit des NaJ-Detektors für Neutronen und die durch die Länge des Kristalls gegebene Unsicherheit in der Flugstrecke sind bei der Umrechnung nicht berücksichtigt. Nimmt man aber an, daß sich die Nachweiswahrscheinlichkeit nur langsam mit der Energie ändert³³⁾, so kann man den Spektren die wahrscheinlichste Neutronenenergie entnehmen. Sie liegt zwischen 1.3 MeV und 2 MeV bei Anregungsenergien des Compoundkerns zwischen 35 MeV und 50 MeV.

2.3.2. Korrektur der NaJ-Impulshöhenspektren

Die Bedeutung der Flugzeitdiskriminierung gegen Neutronen ist aus Abb.9 ersichtlich. Das Spektrum der Neutronenereignisse erstreckt sich über den gesamten Gammaenergiebereich und besitzt oberhalb von 6 MeV eine höhere Intensität als das prompte Gammaspektrum. Die von Neutronen sehr hoher Energie ($E_n \gtrsim 8$ MeV) verursachten Untergrundereignisse fallen noch in den Bereich des prompten Gammapeaks, sie konnten aber wegen ihrer geringen Intensität ebenso vernachlässigt werden wie die zufälligen Koinzidenzen (Abb.8a). Meßfehler wurden jedoch von der Antwortfunktion des Spektrometers (Photofraction < 100 %) und von Summenereignissen verursacht. Um die wahren Gammaspektren zu erhalten, mußten die prompten NaJ-Impulshöhenspektren daher noch korrigiert werden.

Summenereignisse entstehen, wenn zwei von der gleichen Reaktion stammende Gammas in den Detektor gelangen, oder wenn ein Neutron nachgewiesen wird, nachdem ein Gamma

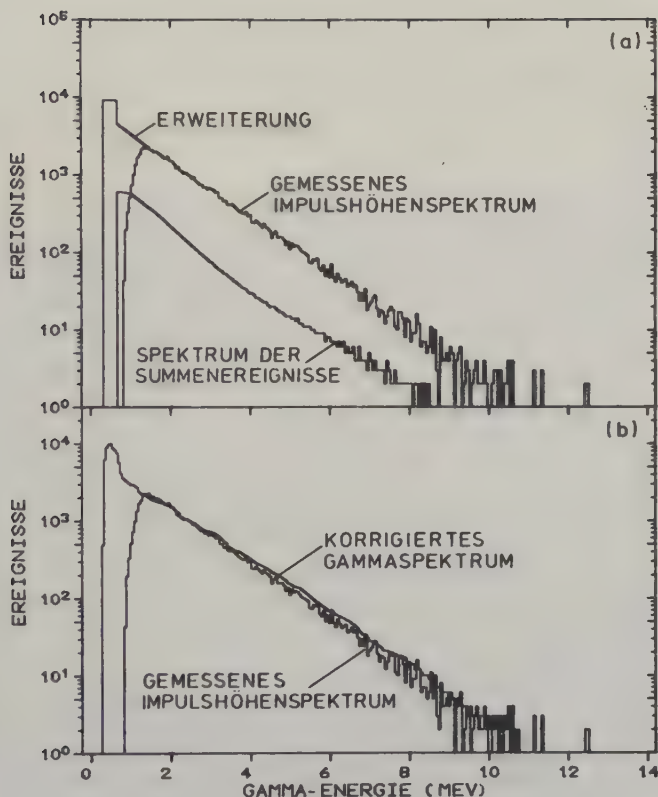


Abb.10: Korrektur der NaJ-Impulshöhenspektren (logarithmische Darstellung). Als Beispiel ist das prompt Spektrum bei 72 MeV ^{16}O auf ^{144}Sm gewählt.

- (a) Die gemessenen Impulshöhenspektren wurden im Bereich unterhalb der Diskriminatorschwelle ergänzt. Aus den erweiterten Spektren wurden dann die Spektren der Gamma-Gamma-Summenereignisse berechnet.
- (b) Subtraktion der Summenspektren von den gemessenen Spektren, sowie Glättung und Entfaltung der geglätteten Spektren ergaben die korrigierten Gammaspektren. Sie unterscheiden sich nur wenig von den gemessenen Spektren, da sich die Korrektoreffekte teilweise aufheben.

aus der gleichen Reaktion bereits als promptes Ereignis registriert wurde. Letzterer Fall wurde bei der Korrektur nicht berücksichtigt, da die Neutronenmultiplizität bei keiner Reaktion größer als 4 war und zusammen mit der Nachweiswahrscheinlichkeit für Neutronen ($\approx 50\%$) und dem Detektorraumwinkel ($\Omega/4\pi \approx 5 \times 10^{-3}$) zu einer relativen Wahrscheinlichkeit von höchstens 1 % für Neutron-Gamma-Summenereignisse führte.

Für den Fall der Gamma-Gamma-Summenereignisse wurden Korrekturspektren numerisch berechnet und von den gemessenen Spektren subtrahiert. Die dazu benötigten Formeln werden im Anhang abgeleitet und erläutert. Um das Spektrum der Summenereignisse berechnen zu können, muß das experimentell beobachtbare Gammaspektrum im gesamten Energiebereich bekannt sein (Gleichung (A.8) im Anhang). Unterhalb der verwendeten Diskriminatorschwelle mußten die gemessenen Spektren deshalb ergänzt werden, bevor Korrekturspektren berechnet werden konnten (Abb.10a). Dabei wurde angenommen, daß die Spektren im Bereich oberhalb von 800 keV exponentiell verlaufen und im Bereich der Yrast-Kaskaden und diskreten Übergänge eine Multiplizität von $l_{\text{rms}}/2$ besitzen (vgl. Abschnitte 3.2. und 3.3.).

Um den Effekt der Linienform zu korrigieren, wurden die Spektren zunächst geglättet und dann mit einer vereinfachten Linienform (Abb.3c) Kanal für Kanal entfaltet. Zur Glättung wurde eine Schar von Gaußfunktionen verwendet, deren Halbwertbreiten dem mit der Energie variierenden Auflösungsvermögen des Spektrometers gleichgesetzt waren. Die Entfaltung begann am oberen Ende des Spektrums. Bei jedem Kanal wurde der Inhalt auf den Wert erhöht, der einer Photofraction von 100 % entsprechen würde. Ein dreieckförmiger Comptonberg entsprechenden Inhalts wurde dann vom darunterliegenden Teil des Spektrums subtrahiert. Glättung und sukzessive Entfaltung führen zu einem nahezu gleichen Ergebnis wie eine simultane Entfaltung mit der in Abb.3c gezeigten geglätteten Linienform.

Die korrigierten Gammaspektren unterscheiden sich

nur wenig von den gemessenen Impulshöhenspektren, da sich die Korrekturen teilweise aufheben (Abb.10b). Dies rechtfertigt die Verwendung der beschriebenen Näherungsverfahren bei der Korrektur und zeigt insbesondere, daß in vielen Fällen auf die Korrektur ganz verzichtet werden konnte.

2.3.3. Bestimmung von Multiplizitäten

Als Multiplizität $N_Y(I)$ wird in dieser Arbeit die mittlere Anzahl von Pre-Yrast-Gammaübergängen bezeichnet, die der Bevölkerung des I^+ -Zustands im Endkern vorausgehen. Bei der Messung von $N_Y(I)$ wird benutzt, daß die Zählrate von Koinzidenzen zwischen dem NaJ-Detektor und den im Ge(Li)-Detektor nachgewiesenen I→I-2 Gammaübergängen proportional zu $N_Y(I)$ ist (vgl. Gleichung (A.3) im Anhang). Dabei ist vorausgesetzt, daß im NaJ-Detektor nur die Pre-Yrast-Gammastrahlung beobachtet wird. Durch die Wahl einer geeigneten Diskriminatorschwelle, die bei den hier untersuchten Reaktionen bei etwa 800 keV lag, kann dies aber erreicht werden (Abschnitt 3.2.).

Zur Bestimmung von $N_Y(I)$ wurden zwei Verfahren verwendet. Die Zählraten der in Koinzidenz mit dem NaJ-Detektor gemessenen I→I-2 Gammalinien wurden mit den Zählraten der jeweils gleichen Linien in den (a) freien Ge(Li)-Spektren (Singles) oder in den (b) in Koinzidenz mit einem nachfolgenden Übergang der Kaskade gemessenen Spektren des Ge(Li)-Ge(Li)-Koinzidenzkreises verglichen. Beim zweiten Verfahren wird benutzt, daß der I-2→I-4 Übergang und alle folgenden Übergänge mit Sicherheit stattfinden, wenn der I→I-2 Übergang beobachtet wird. $N_Y(I)$ ergibt sich dann aus folgenden Beziehungen:

$$(a) \quad H_{\text{Ge(Li)-NaJ}}^{(I \rightarrow I-2)} = H_{\text{Ge(Li)}}^{(I \rightarrow I-2)} \cdot N_Y(I) \cdot \epsilon_{\text{NaJ}} \cdot \alpha$$

$$(b) \quad \frac{H_{\text{Ge(Li)-NaJ}}^{(I \rightarrow I-2)}}{H_{\text{Ge(Li)-Ge(Li)}}^{(I \rightarrow I-2; I-2 \rightarrow I-4)}} = \frac{N_Y(I) \cdot \epsilon_{\text{NaJ}} \cdot \alpha'}{\epsilon_{\text{Ge(Li)}}}$$

Hier bezeichnen

${}^H\text{Ge}(\text{Li})$ (I→I-2) die Zahl der Ereignisse in der I→I-2
Gammalinie der freien Spektren,

${}^H\text{Ge}(\text{Li})\text{-NaJ}$ (I→I-2) die Ereignisrate für diese Linie in
den koinzident zum NaJ gemessenen Spektren,

${}^H\text{Ge}(\text{Li})\text{-Ge}(\text{Li})$ (I→I-2; I-2→I-4) die Ereignisrate für diese
Linie in Konzidenz mit dem I-2→I-4 Übergang, der im
zweiten Ge(Li)-Detektor unter 55° nachgewiesen wird,

ϵ_{NaJ} die absolute Nachweiswahrscheinlichkeit des NaJ-
Detektors,

$\epsilon_{\text{Ge}(\text{Li})}$ die absolute Nachweiswahrscheinlichkeit des zweiten
Ge(Li)-Detektors für den I-2→I-4 Übergang,

α, α' Korrekturfaktoren, mit denen Unterschiede in den Tot-
zeiten berücksichtigt werden.

Die Intensitäten der diskreten Gammalinien der Ge(Li)-
Spektren wurden mit einem automatischen Peak-Fit-Programm³⁴⁾
bestimmt, das Linieninhalte und ihre Standardabweichungen
berechnet. Totzeiten und Nachweiswahrscheinlichkeiten wurden
während der Experimente gemessen (Abschnitt 2.2.4.). Korre-
lationseffekte sind bei der verwendeten Detektoranordnung
vernachlässigbar klein. Das Auftreten von Summenereignissen
und die Linienform des Spektrometers verursachten dagegen
Korrekturen in der Größe von etwa 5 % der gemessenen Multi-
plizitäten.

Die statistische Genauigkeit des zweiten Verfahrens
ist geringer als die des ersten, da die Ge(Li)-Ge(Li)-
Koinzidenzzählraten insbesondere bei höheren Übergängen
klein sind. Weiterhin kann $N_Y(2)$ oder $N_Y(17/2)$ nach dem
zweiten Verfahren nur bestimmt werden, indem im zweiten
Ge(Li)-Detektor der vorangehende Übergang beobachtet und
die Intensität der Seitenbevölkerung zum $2^+(17/2^+)$ -Zustand
berücksichtigt wird. Andererseits können bei der Akkumulie-
rung freier Spektren große Totzeiten auftreten, so daß das
Ergebnis sehr stark von Normierungsfaktoren abhängig wird.
Zur Bestimmung der Pre-Yrast-Gammamultiplizität wurden daher
beide Verfahren verwendet und verglichen.

3. ERGEBNIS

3.1. Diskrete Gammaskpektren

Als Endkerne der verschiedenen Reaktionen wurden die Ytterbiumisotope im Massenbereich $157 \leq A \leq 163$ produziert (Tabelle 1, S. 14). Die mit den Ge(Li)-Detektoren gewonnenen Gammazerfallsspektren dieser Kerne zeigen die für Rotationsbanden charakteristischen Liniengruppen (Abb. 11). Da bei den geraden Isotopen Übergänge zwischen niedrig angeregten Zuständen bereits bekannt waren^{35,36)}, konnten diese Kerne als Endprodukte sofort identifiziert werden. Wegen der Systematik der Anregungsfunktionen von (HI,xn) Reaktionen konnten auch die bisher unbekannten Liniengruppen der ungeraden Isotope eindeutig zugeordnet werden. So steigt etwa bei Erhöhung der Einschußenergie die Wahrscheinlichkeit dafür, daß ein zusätzliches Neutron emittiert und das benachbarte leichtere Isotop produziert wird (Abb. 11a,b). Eine spätere Messung der koinzidenten Röntgenlinien bestätigte, daß auch die bisher unbekannten Reaktionsprodukte Ytterbiumkerne sind und nicht durch Emission geladener Teilchen entstehen²⁹⁾.

nächste Seite:

Abb. 11: Mit den Ge(Li)-Detektoren gemessene Gammaskpektren

- (a), (b) Ge(Li)-Ge(Li)-Koinzidenzspektren für ^{160}O auf ^{144}Sm bei verschiedenen Einschußenergien (Totalprojektion). Bei 74 MeV wird hauptsächlich ^{158}Yb produziert (a), bei Erhöhung der Einschußenergie auf 83 MeV führt ein großer Teil des Fusionsquerschnittes in den 3n-Kanal und damit zum Endkern ^{157}Yb (b).
- (c) Ge(Li)-Ge(Li)-Koinzidenzspektrum für $^{150}\text{Sm}(^{16}\text{O}, 4n)$ ^{162}Yb bei 81 MeV. Die zu den sechs stärksten Linien der Grundzustandsbande in ^{162}Yb koinzidenten Gammaskpektren wurden summiert. Die nicht gekennzeichneten Linien gehören zu Seitenbanden oder Zwischenbandübergängen in ^{162}Yb . Ihre Intensität reicht nicht aus, um die starke Seitenbevölkerung der Grundzustandsbande zwischen Spin 6 und Spin 12 erklären zu können.
- (d) Ge(Li)-Ge(Li)-Koinzidenzspektrum für $^{144}\text{Sm}(^{16}\text{O}, 2n)$ ^{158}Yb bei 74 MeV. Die zu den drei stärksten Übergängen der Grundzustandsbande in ^{158}Yb koinzidenten Spektren wurden summiert.

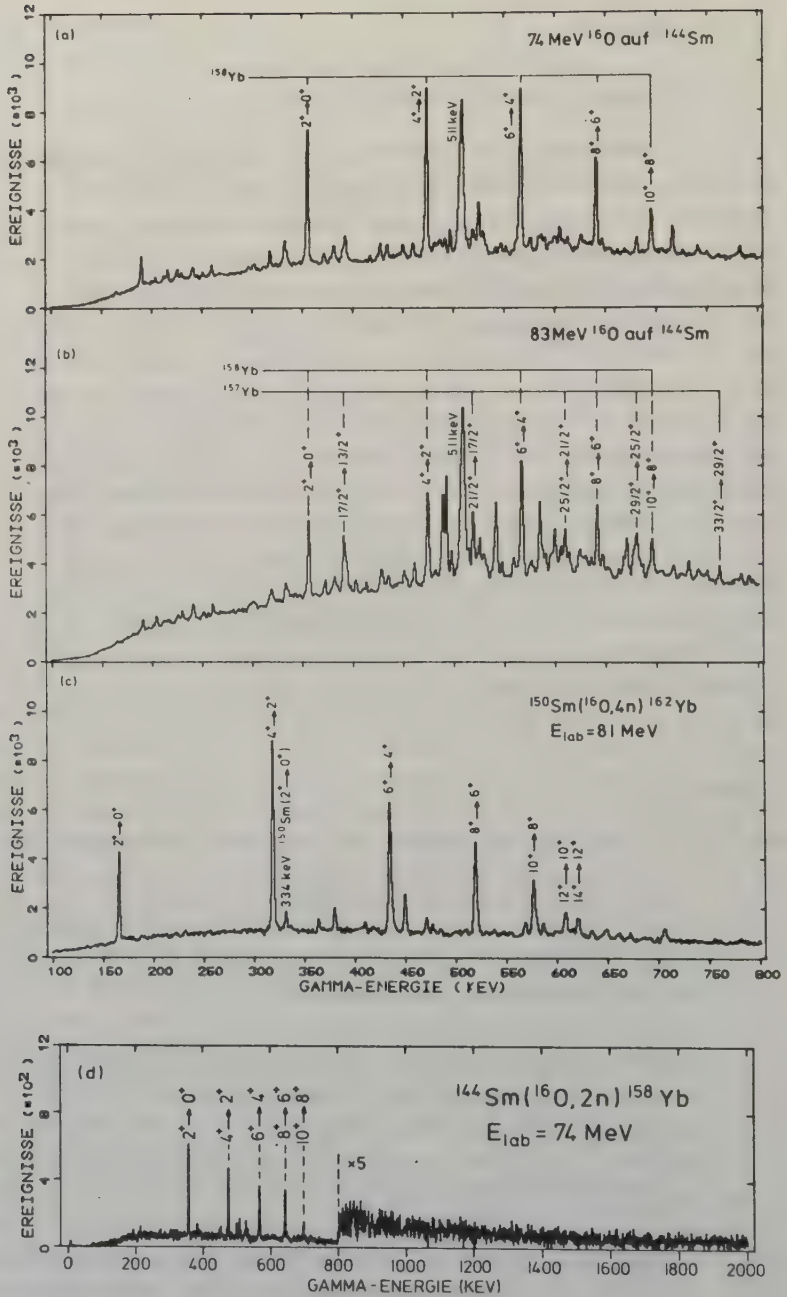


Abb.11: Legende siehe S.27

Tabelle 2: Rotationsbanden der Isotope $^{157-163}\text{Yb}$

Gammaenergien (in keV) für die Grundzustandsbanden der geraden und die entkoppelten Banden der ungeraden Ytterbiumisotope. Die Unsicherheit in der letzten Dezimalstelle ist in Klammern angegeben.

Iso- tope	Übergang				
	$2^+ \rightarrow 0^+$	$4^+ \rightarrow 2^+$	$6^+ \rightarrow 4^+$	$8^+ \rightarrow 6^+$	$10^+ \rightarrow 8^+$
	$\frac{17^+}{2} \rightarrow \frac{13^+}{2}$	$\frac{21^+}{2} \rightarrow \frac{17^+}{2}$	$\frac{25^+}{2} \rightarrow \frac{21^+}{2}$	$\frac{29^+}{2} \rightarrow \frac{25^+}{2}$	$\frac{33^+}{2} \rightarrow \frac{29^+}{2}$
^{157}Yb	394.0(6)	521.3(4)	611.5(4)	681.3(7)	763.1(5)
^{158}Yb	358.4(3)	476.5(4)	569.3(4)	643.8(6)	697.4(7)
^{159}Yb	299.5(4)	447.4(4)	549.3(4)	633.2(7)	697.2(8)
^{160}Yb	243.2(4)	395.1(8)	508.5(8)	588.3(6)	636.5(7)
^{161}Yb	232.1(3)	396.8(4)	521.8(4)	616.5(5)	680.6(5)
^{162}Yb	166.4(4)	320.4(4)	436.7(4)	521.3(4)	578.7(5)
^{163}Yb	202.2(4)	344.5(5)	462.4(5)	557.1(5)	629.2(6)

Ähnlich wie bei den benachbarten Erbiumkernen wurden bei geraden Isotopen Fälle von Backbending und bei den ungeraden Isotopen entkoppelte Banden gefunden. Als entkoppelte Banden (decoupled bands) werden Rotationsbanden bezeichnet, bei denen das ungepaarte Neutron parallel zur Rotationsachse ausgerichtet ist³⁷⁾. Sie bauen bei den neutronenarmen Ytterbiumisotopen ($113/2$ Neutron) auf einem $13/2^+$ Zustand auf.

Die Intensität der Grundzustandsbanden und entkoppelten Banden nimmt mit zunehmendem Spin rasch ab. Vereinzelt werden Linien beobachtet, die zur Bevölkerung der Grundzustandsbanden (entkoppelten Banden) aus Seitenbanden beitragen, aber nur einen Teil der Intensitätsdifferenz erklären können (Abb.11c). Auch bei Ausdehnung des Meßbereiches auf 2 MeV Gammaenergie findet sich kein Hinweis auf weitere diskrete Linien, die sich vom Kontinuum der nicht aufgelösten Gammastrahlung abheben (Abb.11d).

Im Zusammenhang mit der Untersuchung des Pre-Yrast-Gammazerfalls waren nur die niedrigsten und damit intensitätsstärksten Rotationsübergänge eines jeden Kerns von Bedeutung, ihre Energien sind in Tabelle 2 zusammengefaßt. Weitere Ergebnisse der Auswertung der diskreten Gammaskpektren werden in einer anderen Arbeit dargestellt²⁹⁾.

3.2. Kontinuierliche Gammaskpektren

Die Form der mit dem NaJ-Spektrometer gemessenen Gammaskpektren war in allen untersuchten Fällen sehr ähnlich. Außer einer rapiden Abnahme der Intensität mit zunehmender Gammaenergie sind keine Strukturen erkennbar (Abb.12a). Erst in einer logarithmischen Darstellung der Spektren hebt sich der Bereich der Yrast-Kaskaden und der vom NaJ-Detektor nicht aufgelösten diskreten Übergänge deutlich ab (Abb.12b). Er erstreckt sich bis etwa 800 keV Gammaenergie, wo ein plötzlicher Intensitätsabfall die obere Grenze des Spektrums der Yrast-Kaskaden anzeigt. Bei höheren Energien wird in Übereinstimmung mit Vorhersagen für statistische Kaskaden^{8,38)} eine nahezu rein exponentielle Spektrenform beobachtet. Sie kann durch die Angabe einer "Temperatur" $T = -dE_Y/d\ln N$ (N = Ereignisrate) charakterisiert werden⁸⁾. Die Temperaturen der totalen koinzidenten Gammaskpektren liegen bei allen untersuchten Reaktionen im Bereich zwischen 1.0 und 1.2 MeV. Ähnliche Werte wurden auch von anderen Gruppen für vergleichbare Reaktionen gemessen^{4,10)}.

Die in Abschnitt 2.3.2. beschriebenen Korrekturen äußern sich in einem Temperaturunterschied von etwa 0.05 MeV zwischen gemessenen und korrigierten Spektren (Abb.12b). Sie haben darüber hinaus keinen Einfluß auf die Form der Spektren. Erst oberhalb von 8 MeV kann die Korrektur und die damit verbundene Unsicherheit die Größenordnung der gemessenen Ereignisrate erreichen.

Berücksichtigt man nur Koinzidenzen mit den diskreten Linien eines bestimmten Endkerns, so erhält man das Gammaskpektrum des entsprechenden Reaktionskanals. Bei der Reak-

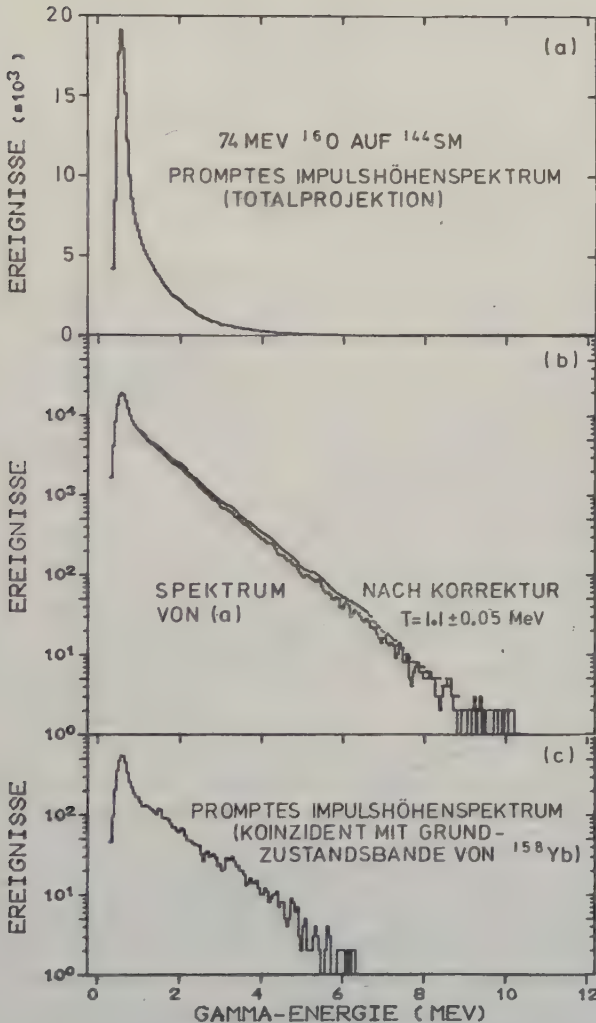


Abb.12: NaJ - Impulshöhenspektren für 74 MeV ^{16}O auf ^{144}Sm (Diskriminatorschwelle bei etwa 500 keV).

- (a) Spektrum aller prompten Koinzidenzen mit dem Ge(Li)-Detektor.
- (b) Das gleiche Spektrum in logarithmischer Darstellung. Die glatte Linie zeigt den Verlauf des wahren Spektrums nach Ausführung aller Korrekturen ($T = -dE_Y/d\ln(\text{Ereignisse})$).
- (c) Spektrum der Koinzidenzen mit den 5 stärksten Übergängen der Grundzustandsbande von ^{158}Yb .

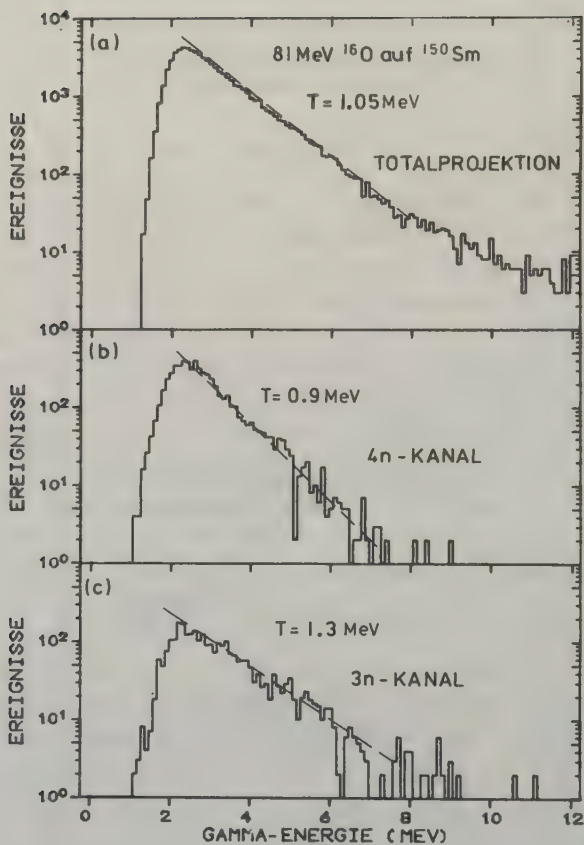


Abb.13: NaJ - Impulshöhenspektren (unkorrigiert) für 81 MeV ^{16}O auf ^{150}Sm (Diskriminatorschwelle bei etwa 2 MeV)

Die Temperaturangaben beziehen sich auf die unterbrochenen Linien, die den gemessenen Spektrformen angepaßt sind. Die Subtraktion des Comptonuntergrunds bei der Gewinnung der Spektren (b) und (c) erhöht den relativen statistischen Fehler dieser Spektren auf etwa $\sqrt{2N}$ (N =Kanalinhalt).

tion 74 MeV ^{16}O auf ^{144}Sm ist der 2n-Kanal, der zu ^{158}Yb führt, der weitaus stärkste Kanal. Das zugehörige Gamma-spektrum (Abb.12c) hat qualitativ die gleiche Form wie das totale Spektrum, läßt sich wegen der sehr viel geringeren Intensität aber nur bis zu 6 MeV Gammaenergie verfolgen. Innerhalb der statistischen Fehler zeigt sich ebenfalls ein völlig glatter Verlauf, die Temperatur sinkt jedoch im Gegensatz zur Totalprojektion oberhalb von 3 MeV etwas ab.

Stärkere Unterschiede in den Temperaturen für verschiedene Reaktionskanäle werden bei 81 MeV ^{16}O auf ^{150}Sm beobachtet. Bei dieser Reaktion führt der größte Teil des Fusionsquerschnitts über den 4n-Kanal zu ^{162}Yb . Das zugehörige Gammaskpektrum fällt auch hier oberhalb von 3 MeV stärker ab als das totale Spektrum (Abb.13a,b). Das Spektrum des 3n-Kanals, der etwa 10 % des Fusionsquerschnitts erhält, zeigt dagegen eine deutlich höhere Temperatur. Der Anteil hochenergetischer Gammastrahlung ist in diesem Kanal offensichtlich höher. Dies ist verständlich, da bei Emission von nur drei Neutronen ein größerer Teil der verfügbaren Anregungsenergie über Gammaemission abgegeben werden muß.

Das totale Spektrum reicht in diesem Fall bis zu Gammaenergien von über 12 MeV. Obwohl der Verlauf des wahren Spektrums wegen der zunehmenden Größe der Korrekturen hier sehr unsicher ist, läßt sich erkennen, daß die Energieschwelle für Neutronenemission (≈ 9 MeV) keine obere Grenze für das Gammaemissionsspektrum darstellt und auch die Form des Spektrums nicht beeinflußt (Abb.13a). Gammaemission ist demnach auch in Konkurrenz mit Teilchenemission möglich, wenngleich nicht sehr wahrscheinlich. Den Arbeiten von Grover und Gilat zufolge finden bereits im Compoundkern und in den hochangeregten Zwischenkernen Gammaübergänge statt. Die zugehörigen Spektren sollten mit zunehmender Anregungsenergie des emittierenden Kerns einen schwächeren Intensitätsabfall zeigen und sich zu höheren Energien hin erstrecken⁸⁾. Eine Tendenz dieser Art deutet sich in Abb.13b,c

an. Sie äußert sich vermutlich auch in der etwas unterschiedlichen Form der totalen Spektren (Abb.12b, 13a) bei hohen Energien, da bei 81 MeV ^{16}O auf ^{150}Sm der Compoundkern eine wesentlich höhere Anregungsenergie (52 MeV) besitzt als bei 74 MeV ^{16}O auf ^{144}Sm (35 MeV).

3.3. Multiplizität der statistischen Kaskaden

Aus der Form der kontinuierlichen Gammaspektren konnte geschlossen werden, daß der exponentiell abfallende Teil oberhalb von etwa 800 keV Gammaenergie von den statistischen Kaskaden des Pre-Yrast-Gammazerfalls gebildet wird. Eine obere Grenze von etwa 800 keV für die Spektren der Yrast-Kaskaden ergibt sich auch bei Extrapolation von den gemessenen Übergangsenergien der Grundzustandsbande zu Übergängen bei höheren Spins, da die mittleren Drehimpulse (ℓ_{rms}) bei keiner der untersuchten Reaktionen größer als $20 \hbar$ waren (vgl. Tabellen 2 und 3). Es ist zwar nicht bekannt, wie sich das Energiespektrum der statistischen Kaskaden zu niedrigeren Energien hin fortsetzt, es ist aber zu erwarten, daß sich charakteristische Eigenschaften der statistischen Kaskaden auch zeigen, wenn nur der exponentiell abfallende Bereich der kontinuierlichen Spektren betrachtet wird.

3.3.1. Ergebnis der Messung

Nach den in Abschnitt 2.3.3. beschriebenen Verfahren wurde die mittlere Anzahl $N_{\gamma}(I)$ von Gammaübergängen mit Energien über 800 keV bestimmt, die diskreten Übergängen $I \rightarrow I-2$ der Grundzustandsbande (entkoppelten Bande) des Endkerns vorausgehen. In Fällen, bei denen für das NaJ-Impulshöhenspektrum eine elektronische Schwelle oberhalb von 800 keV gewählt war, wurden die gemessenen Multiplizitäten auf eine Schwelle von 800 keV normiert. Dabei wurde für den Verlauf der Spektren unterhalb der Schwelle eine Temperatur von 1.1 MeV angenommen und eine Unsicherheit der Temperatur von ± 0.2 MeV bei der Fehlerbestimmung mit

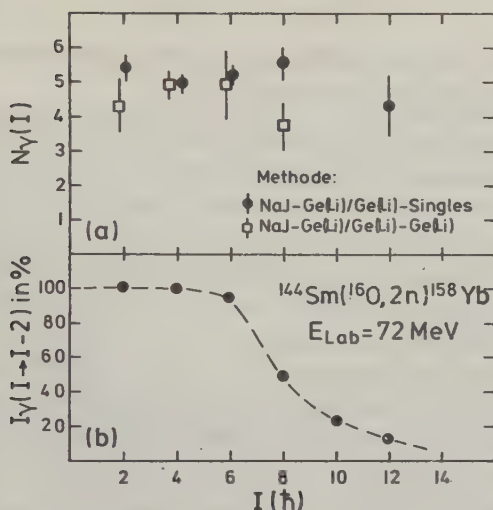


Abb.14: Multiplizitäten (a) und relative Intensitäten der Grundzustandsrotationsbande (b) für $^{144}\text{Sm}(^{16}\text{O}, 2n)^{158}\text{Yb}$ bei 72 MeV.

Die $^{72}\text{Ge}(n, n\gamma)$ Ereignisse bei 693 keV verhinderten eine Bestimmung von $N_Y(10)$. Für die Multiplizitäten sind nur statistische Fehler angegeben.

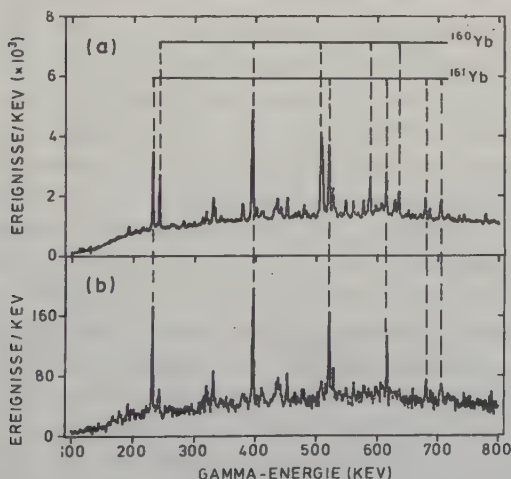


Abb.15: Ge(Li)-Spektrum in Koinzidenz mit dem zweiten Ge(Li)-Detektor (a) und mit dem NaJ-Detektor (b) für 81 MeV ^{16}O auf ^{148}Sm . Die NaJ-Diskriminatorschwelle lag bei etwa 2 MeV.

Der Vergleich zeigt, daß die Multiplizitäten von Gammaübergängen mit Energien über 2 MeV im 3n-Kanal (^{161}Yb) sehr viel höher ist als im 4n-Kanal (^{160}Yb).

einbezogen. Durch die Korrektur der NaJ-Spektren erhöhten sich die Multiplizitätswerte um etwa 5 %.

Abb.14a zeigt die Ergebnisse für $^{144}\text{Sm}(^{16}\text{O},2n)^{158}\text{Yb}$ bei 72 MeV. Die beiden Auswerteverfahren liefern übereinstimmende Werte für die zu intensitätsstarken Übergängen I $\rightarrow$ I-2 gehörigen Multiplizitäten $N_Y(I)$. Sie sind mit einem von I unabhängigen Wert von etwa 5 verträglich. Unterschiede in $N_Y(I)$ als Funktion von I könnten nur bei starker Seitenbevölkerung durch Kaskaden verschiedener Multiplizitäten erklärt werden. Da im Falle von ^{158}Yb die Seitenbevölkerung erst beim 6 $^{+}$ Zustand einsetzt (Abb.14b), sind daher für die zu darunterliegenden Übergängen gehörigen Multiplizitäten gleiche Werte zu erwarten.

Die Mittelwerte $\bar{N}_Y$ der zu den vier oder fünf untersten Übergängen gehörigen Multiplizitäten $N_Y(I)$ eines Endkerns sind für die verschiedenen Reaktionen sehr verschieden, sie liegen im Bereich von 1 bis 6 (Tabelle 3). Besonders starke Unterschiede werden beobachtet, wenn bei einer Reaktion mehrere xn-Kanäle konkurrieren.

Dies zeigt sich deutlich bei einem Vergleich der in Koinzidenz mit dem NaJ-Spektrometer und in Koinzidenz mit dem zweiten Ge(Li)-Detektor gemessenen Linienspektren (Abb.15). Während die Ge(Li)-Ge(Li)-Koinzidenzen die relativen Intensitäten der beiden Reaktionskanäle angenähert richtig wiedergeben, sind die Linienstärken der Ge(Li)-NaJ-Koinzidenzen bei richtiger Wahl der NaJ-Diskriminatorschwelle proportional zur Multiplizität der statistischen Kaskade. Die Multiplizität ist in dem Kanal höher, in dem weniger Neutronen emittiert werden. Dies ist ebenso verständlich wie die beobachteten Unterschiede in der Spektrenform (Abb.13), wenn man davon ausgeht, daß nach Evaporation einer geringeren Zahl von Neutronen noch ein höherer Anteil der Compoundkern-Anregungsenergie für Gammaemission verfügbar ist. Um diesen Zusammenhang näher zu untersuchen, wurden daher aus den Reaktionsparametern Schätzwerte dafür bestimmt, welcher Teil der gesamten Reaktionsenergie auf die statistischen Kaskaden entfällt.

3.3.2. Zerfallsenergie der statistischen Kaskaden

Die für die statistischen Kaskaden des Pre-Yrast-Gammazerfalls verfügbare effektive Zerfallsenergie E_{eff} ergibt sich als Differenz der Anregungsenergie E_x des Endkerns nach der Emission des letzten Neutrons und der Anregungsenergie E_y , bei der die Yrast-Region erreicht wird (Abb.16b). Wegen der Dicke der verwendeten Targets, des statistischen Charakters der Neutronenemission und der sehr unterschiedlichen Reaktionsdrehimpulse sind auch im gleichen Reaktionskanal sehr verschiedene E_{eff} -Werte zu erwarten. Die berechneten Mittelwerte $\bar{E}_{\text{eff}} = \bar{E}_x - \bar{E}_y$ sind daher mit großen Unsicherheiten behaftet, zumal sowohl für $\bar{E}_x$ wie für $\bar{E}_y$ Annahmen gemacht werden mußten.

Zur Bestimmung von $\bar{E}_x$ wurde folgender Ausdruck benutzt:

$$\bar{E}_x = \bar{E}_{\text{cm}} + Q_{\text{fus}} - \sum_{i=1}^x (B_n^i + 2 \text{ MeV})$$

Hier bedeuten

$\bar{E}_{\text{cm}}$ die über die Targetdicke gemittelte und dabei mit dem Fusionsquerschnitt gewichtete Reaktionsenergie im Schwerpunktsystem,

Q_{fus} den Q-Wert für die Bildung des Compoundkerns³⁹⁾
(Die Q-Werte lagen zwischen -20 MeV und -30 MeV),

B_n^i die Bindungsenergie des i-ten Neutrons³⁹⁾,

x die Zahl der emittierten Neutronen.

Die Fusionsquerschnitte wurden mit dem Programm ALICE⁴⁰⁾ nach dem parabolischen Modell⁴¹⁾ berechnet. Die Wahl von 2 MeV als mittlerer kinetischer Neutronenenergie orientierte sich an den gemessenen Neutronenflugzeitspektren (vgl. Abb.8).

$\bar{E}_y$ wurde durch die Anregungsenergien der Yrast-Zustände mit Spin $I_y \approx (I_{\text{rms}}^{\text{xn}} - 0.8(x+\bar{N}_y)\hbar)$ approximiert. Die Yrast-Linie wurde dazu von den bekannten Zuständen aus mit einer Steigung von 350 keV/ $\hbar$ extrapoliert. Im Falle der entkoppelten Banden wurde für die Anregungsenergie der $13/2^+$ Bandenköpfe ein Wert von 500 keV eingesetzt.

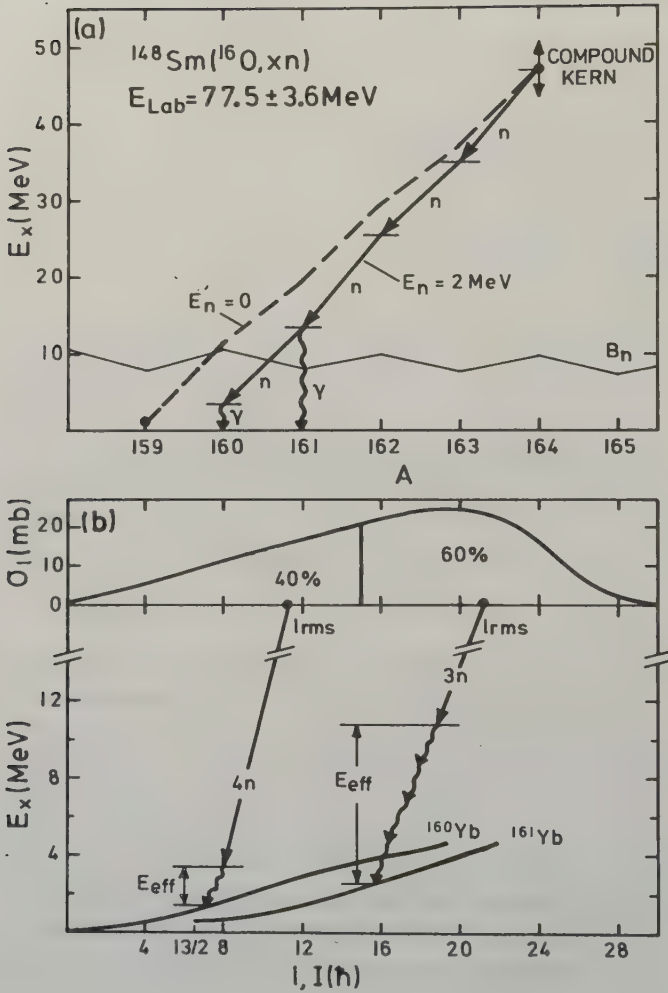


Abb.16: Schematische Darstellung des Compoundkernzerfalls für 81 MeV ^{16}O auf ^{148}Sm (3.8 mg/cm^2).

- (a) Anregungsenergie gegen Massenzahl A . Die durch die Dicke des Targets gegebene Unschärfe der Reaktionsenergie ist beim Compoundkern angedeutet. B_n bezeichnet die Neutronenbindungsenergie.
- (b) Anregungsenergie gegen Drehimpuls (vgl. Abb.1), weitere Erklärungen im Text.

Die Annahme, daß die statistischen Übergänge den Drehimpuls des Restkerns im Mittel um $0.8 \hbar$ erniedrigen, ist in Abschnitt 3.4.5. begründet. Für evaporisierte Neutronen ist ebenfalls ein Wert von etwa dieser Größenordnung zu erwarten⁹⁾. Mit $\ell_{\text{rms}}^{\text{xn}}$ ist der mittlere quadratische Drehimpuls des xn-Reaktionskanals bezeichnet. Er unterscheidet sich vom ℓ_{rms} -Wert des gesamten Fusionsquerschnitts, da dessen Verteilung auf die einzelnen Kanäle von ℓ abhängt. Diese Drehimpulsfraktionierung des Wirkungsquerschnitts rührt daher, daß die Linie $\Gamma_{\gamma}/\Gamma_{\text{total}}=0.5$ (entry line), in deren Nähe Gammazerfall einsetzt, sich mit zunehmendem Drehimpuls zu höheren Anregungsenergien verschiebt (vgl. Abb.1). Bei hohen Drehimpulsen ist Gammaemission deshalb bereits bei Anregungsenergien weit über der Neutronenbindungsenergie möglich, und die Emission eines weiteren Neutrons damit weniger wahrscheinlich (Abb.16a,b).

Bei der Berechnung von $\ell_{\text{rms}}^{\text{xn}}$ wurde scharfe Drehimpulsfraktionierung angenommen; der mit ALICE berechnete Fusionsquerschnitt $\sigma_{\text{fus}} = \sum \sigma_{\ell}$ wurde der gemessenen Intensität $I(\text{xn})$ der konkurrierenden Reaktionskanäle entsprechend in zwei Bereiche unterteilt und der mittlere quadratische Drehimpuls für beide Bereiche berechnet (Abb.16b). Der Effekt der Drehimpulsfraktionierung wird so vermutlich etwas überschätzt, die Auswirkungen auf die Berechnung von $\bar{E}_{\gamma}$ sind jedoch wesentlich kleiner als der Gesamtfehler bei der Bestimmung von $\bar{E}_{\text{eff}}$.

Um die Zuverlässigkeit der mit ALICE berechneten Fusionsquerschnitte zu überprüfen, wurden Rechnungen für das sehr ähnliche System $^{16}\text{O} + ^{150}\text{Nd}$ mit Messungen der Kopenhagener Gruppe^{17,42)} verglichen. Dabei zeigte sich gute Übereinstimmung sowohl bei den integralen Fusionsquerschnitten σ_{fus} als Funktion der Projektilenergie wie bei den partiellen Querschnitten σ_{ℓ} , die für $E_{\text{lab}}=77$ MeV aus Multiplizitätsmessungen gewonnen worden waren¹⁷⁾.

In Tabelle 3 sind die in die Bestimmung von $\bar{E}_{\text{eff}}$ eingehenden Größen für die untersuchten Reaktionen zusam-

Tabelle 3 : Multiplizitäten $\bar{N}_\gamma$ und effektive Anregungsenergien $\bar{E}_{\text{eff}}$ sowie zur Berechnung von $\bar{E}_{\text{eff}}$ benötigte Größen (Erklärung im Text)

Reaktion	E_{lab} (MeV)	$\bar{E}_{\text{lab}}^{\text{a)}$ (MeV)	$\bar{E}_{\text{cm}}$ (MeV)	$\bar{E}_x$ (MeV)	$I(xn)^{\text{b)}$ (%)	λ_{rms} ($\hbar$)	$\lambda_{\text{rms}}^{\text{xn}}$ ($\hbar$)	I_γ ($\hbar$)	$\bar{E}_\gamma$ (MeV)	$\bar{E}_{\text{eff}}$ (MeV)	$\bar{N}_\gamma$
$^{144}\text{Sm}(^{16}\text{O}, 3n)^{157}\text{yb}$	83.3	79.5	71.6	7.7	55	19	14	11 ^{c)}	1.7	6.0	1.8
$^{144}\text{Sm}(^{16}\text{O}, 2n)^{158}\text{yb}$	74.0	72.7	65.4	14.2	100	12	12	8 ^{c)}	2.0	12.2	5.2
$^{144}\text{Sm}(^{16}\text{O}, 2n)^{158}\text{yb}$	72.0	71.3	64.2	13.0	100	11	11	8 ^{c)}	2.0	11.0	5.3
$^{144}\text{Sm}(^{18}\text{O}, 3n)^{159}\text{yb}$	76.0	74.7	66.4	9.1	80	13	13	15 ^{c)}	2.6	6.5	3.9
$^{148}\text{Sm}(^{16}\text{O}, 4n)^{160}\text{yb}$	81.2	77.5	69.9	3.5	40	18	12	7	1.4	2.1	1.4
$^{148}\text{Sm}(^{16}\text{O}, 3n)^{161}\text{yb}$				13.4	60		21	15	2.6	10.8	4.3
$^{150}\text{Sm}(^{16}\text{O}, 4n)^{162}\text{yb}$	81.2	79.5	71.8	9.5	90	20	19	14	3.3	6.2	2.3
$^{150}\text{Sm}(^{16}\text{O}, 3n)^{163}\text{yb}$				19.1	10		29	22	4.6	14.5 ^{d)}	6.0

a) über die Targetdicke gemittelt und dabei mit dem Fusionsquerschnitt gewichtet

b) die in schwache Kanäle fließende Intensität wurde dabei nicht berücksichtigt

c) in diesen Fällen wurde I_γ durch die Spinwerte ersetzt, bei denen die Grundzustandsbande (entkoppelte Bande) eine Intensität von etwa 50% hat

d) dieser Wert wird in Abschnitt 3.3.3.gesondert diskutiert

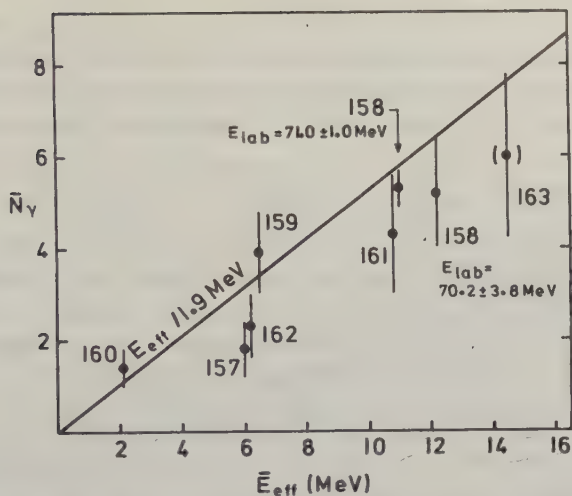


Abb.17: Mittlere Multiplizität $\bar{N}_\gamma$ als Funktion der Zerfallsenergie für die statistischen Kaskaden $\bar{E}_{\text{eff}}$. Die Fehlerangabe umfaßt statistische und systematische Fehler.

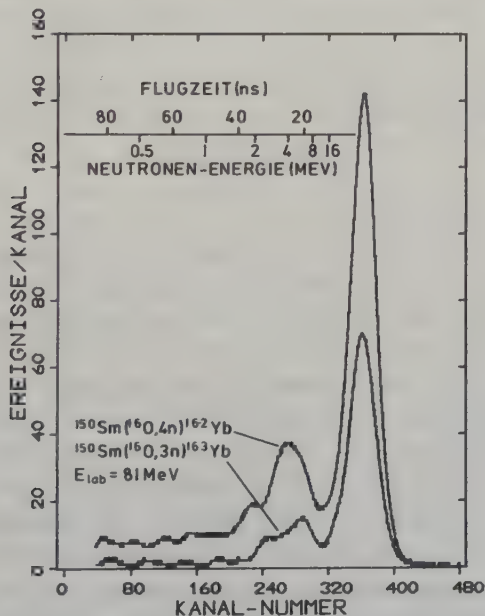


Abb.18: Zeitspektren für zwei verschiedene Reaktionskanäle bei 81 MeV ^{16}O auf ^{150}Sm .

Aus dem Vergleich ist zu ersehen, daß die mittlere Neutronenenergie im 3n-Kanal höher ist als im 4n-Kanal.

mengestellt. In einigen Fällen war der berechnete $\bar{E}_Y$ -Wert kleiner als die Anregungsenergie des Zustandes, bei dem die Intensität der Grundzustandsbande (entkoppelten Bande) 50 % erreicht, und wurde daher durch diesen höheren Wert ersetzt.

3.3.3. Korrelation von $\bar{N}_Y$ mit $\bar{E}_{\text{eff}}$

Aus Tabelle 3 ist ersichtlich, daß die Multiplizität der statistischen Kaskaden mit wachsender effektiver Anregungsenergie $\bar{E}_{\text{eff}}$ der Anfangszustände zunimmt. Es zeigt sich dagegen keine Korrelation mit dem mittleren Drehimpuls, wie sie für die Yrast-Kaskaden gefunden wurde¹⁴⁾.

Der Zusammenhang zwischen $\bar{N}_Y$ und $\bar{E}_{\text{eff}}$ wird in der graphischen Darstellung (Abb.17) von der Linie $\bar{N}_Y = \bar{E}_{\text{eff}}/1.9$ MeV angenähert richtig wiedergegeben. 1.9 MeV ist die mittlere Energie in einem exponentiell abfallenden Spektrum mit der Temperatur $T=1.1$ MeV bei einer Schwellenenergie von 0.8 MeV. Man kann daher annehmen, daß der größte Teil der verfügbaren Zerfallsenergie in Gammaübergängen mit Energien über 800 keV abgegeben wird, und daß Übergänge mit kleineren Energien nur eine untergeordnete Rolle spielen. Andernfalls müßten die Meßpunkte einer Linie folgen, die wesentlich flacher ansteigt als $\bar{N}_Y = \bar{E}_{\text{eff}}/1.9$ MeV.

Die starke Streuung der Meßwerte ist in Anbetracht der relativ großen Fehlerangaben bei $\bar{N}_Y$ und der Unsicherheiten in der $\bar{E}_{\text{eff}}$ -Bestimmung nicht überraschend. Bei einer genaueren Kenntnis der mittleren kinetischen Neutronenenergien würde sich die Position einzelner Punkte noch etwas ändern. Dies gilt in besonderer Weise für ^{163}Yb , das beim Beschuß von ^{150}Sm mit 81 MeV ^{160}O mit nur etwa 10 % des Fusionsquerschnitts gebildet wird., ^{163}Yb entsteht deshalb vermutlich nur dann, wenn die kinetische Energie der ersten drei evaporierten Neutronen beträchtlich über dem Mittelwert liegt. Nur dann wird der Bereich, wo Gammaemission wahrscheinlich wird, bereits in ^{163}Yb erreicht und kein weiteres Neutron mehr emittiert. Dieser Unterschied in den Neutronenenergiespektren des 3n- und 4n-Kanals ist in den zugehörigen

Zeitspektren deutlich zu erkennen (Abb.18). Die Annahme einer mittleren kinetischen Energie von 2 MeV führt daher zu einer starken Überschätzung von $\bar{E}_{\text{eff}}$ bei ^{163}Yb .

In den übrigen Fällen ergaben sich $\bar{E}_{\text{eff}}$ -Werte bis zu 10 MeV und 12 MeV. Sie sind zu vergleichen mit der Anregungsenergie von etwa 9 MeV über der Yrast-Linie, die mindestens erforderlich ist, damit ein Neutron emittiert werden kann. Es sind aber auch höhere $\bar{E}_{\text{eff}}$ -Werte als 9 MeV verständlich, da angenommen werden kann, daß der Bereich, in dem Neutronen- und Gammaemission konkurrieren, 1 MeV bis 2 MeV breit ist⁸⁾, und daß die statistischen Kaskaden den Drehimpuls des Endkerns erniedrigen und so bei tiefer liegenden Yrast-Zuständen enden (Abschnitt 3.4.5.). Die effektive Neutronenbindungsenergie von 9 MeV erhält man aus den Neutronenbindungsenergien von etwa 10 MeV für gerade und etwa 8 MeV für ungerade Isotope, wenn man berücksichtigt, daß sich die Yrast-Linien in den benachbarten Kernen jeweils um etwa 1 MeV in der Anregungsenergie unterscheiden (Abb.16b).

3.4. Multipolarität der statistischen Kaskaden

3.4.1. Ergebnis der Korrelationsmessung

Das Ergebnis der Richtungskorrelationsmessung für $^{144}\text{Sm}(^{16}\text{O}, 2n)^{158}\text{Yb}$ ist in Abb.19 als Verhältnis $R = (N(40^\circ) + N(140^\circ)) / 2N(90^\circ)$ der Intensitäten N für jeweils 500 keV breite Bereiche der kontinuierlichen Spektren angegeben. Wegen der zu erwartenden Symmetrie um 90° werden bei einer Parametrisierung in dieser Form Fehler durch Dopplerverschiebung, die bei sehr kurzen Lebensdauern trotz des Targetbackings auftreten können, ausgeschlossen. Die Korrektur der NaJ-Impulshöhenspektren hat keinen Einfluß auf das Verhältnis der Intensitäten, da die Korrektoreffekte bei allen Winkeln nahezu gleich sind.

Berücksichtigt man nur die zu den vier niedrigsten Linien der Grundzustandsbande in ^{158}Yb koinzidenten Spektren (Abb.19b), so ergeben sich zwar wesentlich

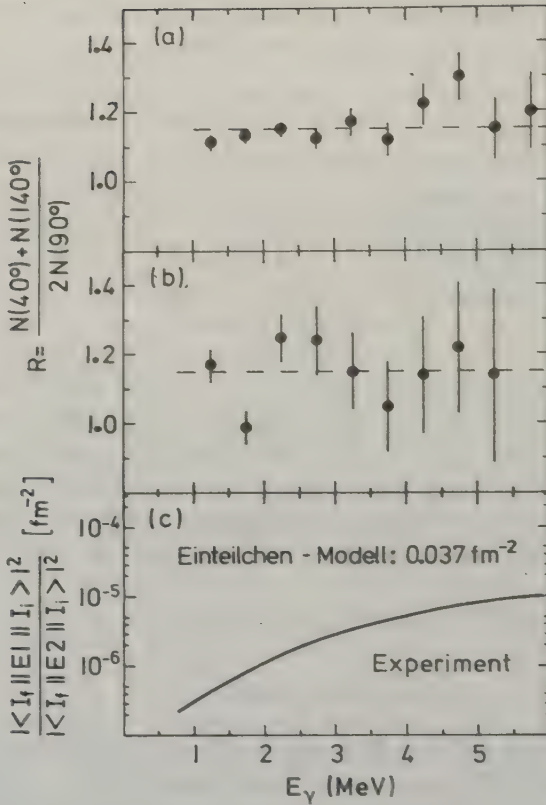


Abb.19: Ergebnis der Richtungskorrelationsmessung für $^{158}\text{Sm}(^{16}\text{O}, 2n)^{158}\text{Yb}$ bei 72 MeV.

- (a), (b) Intensitätsverhältnis R für das totale koinzidente Spektrum (a) und das zu den Linien der Grundzustandsbande in ^{158}Yb koinzidente Spektrum (b). Die Standardabweichungen sind angegeben, zusätzliche systematische Unsicherheiten sind kleiner als 8 %. Die Meßergebnisse sind mit einem energieunabhängigen Wert von $R=1.15$ verträglich (unterbrochene Linie), aus dem auf eine Quadrupolkomponente von 70 ± 30 % geschlossen wird.
- (c) Das Verhältnis der reduzierten Matrixelemente (berechnet für 70 % Quadrupolintensität) liegt um drei bis fünf Größenordnungen unter der Vorhersage des Einteilchenmodells.

größere statistische Unsicherheiten als bei den totalen koinzidenten Spektren (Abb.19a), aber man vermeidet den Untergrund aus anderen Reaktionskanälen und aus Reaktionen an Targetverunreinigungen. Vom theoretischen Standpunkt aus sollte das Ergebnis in beiden Fällen sehr ähnlich sein (vgl. Abschnitt 3.4.3.).

Eine Energieabhängigkeit von R läßt sich mit den Daten nicht belegen, sie sind andererseits verträglich mit einem energieunabhängigen Wert von $R=1.15 \pm 0.10$. Die Fehlerangabe schließt dabei systematische Fehler ein, die bei der relativen Energieeichung der Spektren möglicherweise entstanden sind.

3.4.2. Modell für die Interpretation

Die gemessene Anisotropie der Pre-Yrast-Gammastrahlung wurde im Rahmen des statistischen Modells³⁸⁾ interpretiert; dabei wurde folgende Vorstellung zugrundegelegt:

- Es wird angenommen, daß nur Dipol- und elektrische Quadrupolübergänge merklich zur Intensität des Kontinuums beitragen, da M2-Übergänge und höhere Multipolaritäten sehr viel langsamer sind.
- Bei gegebener Übergangsenergie E_γ hängt die Wahrscheinlichkeit für Übergänge von einem Zustand mit Spin I_i zu den erreichbaren Endzuständen mit Spin $I_i - L \leq I_f \leq I_i + L$ nur von der Größe der Matrixelemente für Übergänge der Multipolarität L und von der relativen Anzahl von Niveaus mit Spin I_f ab. Nimmt man an, daß die Übergangsmatrixelemente von $\Delta I = I_f - I_i$ unabhängig sind⁸⁾, so bestimmt bei gegebener Multipolarität nur die relative Niveaudichte (als Funktion des Spins) die Verteilung der Intensität auf die Endzustände mit Spin I_f (Abb.21a).
- Durch Addition der Korrelationsfunktionen der möglichen Dipol- und Quadrupolübergänge im Verhältnis der relativen Intensitäten erhält man die resultierende und damit meßbare Korrelationsfunktion. Diese Annahme verlangt eine inkohärente Mischung von Dipol- und Quadrupolstrahlung.

Die Möglichkeit kohärent gemischter M1/E2-Übergänge braucht aber nicht ausgeschlossen zu werden, wenn man zusätzlich annimmt, daß Mischungsamplituden δ mit positivem und negativem Vorzeichen gleiche Wahrscheinlichkeiten besitzen. Für diesen Fall ergeben sich die gleichen Korrelationsintensitäten wie für eine inkohärente Mischung beider Multipolaritäten⁴³⁾.

Niveaudichten und Korrelationsfunktionen können berechnet werden. Als einziger freier Parameter bleibt daher das Verhältnis der Intensitäten von Dipol- und Quadrupolstrahlung, das dann aus dem Vergleich mit dem Experiment bestimmt werden kann.

3.4.3. Berechnung der Korrelationsfunktionen

Die Korrelationsfunktionen für Dipol- und Quadrupolübergänge wurden mit dem Programm ANGDIS⁴⁴⁾ berechnet, das der Formulierung der Theorie der Richtungskorrelation bei orientierten Kernen von Krane, Steffen und Wheeler⁴³⁾ folgt.

In Abb.20 sind die Korrelationsintensitäten für die Beobachtung des Zerfalls eines Zustandes mit Spin 14 in Koinzidenz mit dem 4+2 Übergang der Grundzustandsbande gezeigt. Dabei ist angenommen, daß der Ge(Li)-Detektor wie bei der Messung unter -142° zur Strahlrichtung steht, daß die Orientierung der gammaemittierenden Zustände mit Spin 14 durch eine normalverteilte Population der magnetischen Unterzustände um den Mittelwert $M=0$ mit der Varianz $\sigma^2=2$ beschrieben werden kann, und daß der nichtbeobachtete Teil der Kaskade über gestreckte Dipol- und Quadrupolübergänge verläuft (d.h. $I_1 - I_F = L$ für nichtbeobachtete Übergänge). Die endliche Größe der von den Detektoren erfaßten Raumwinkel ist berücksichtigt.

Die für diesen speziellen Fall berechneten Korrelationsintensitäten und die daraus abgeleiteten Intensitätsverhältnisse R sind repräsentativ für die Gesamtheit der statistischen Kaskaden der untersuchten Reaktion, da sich bei Variation der in die Rechnung eingehenden Parameter das

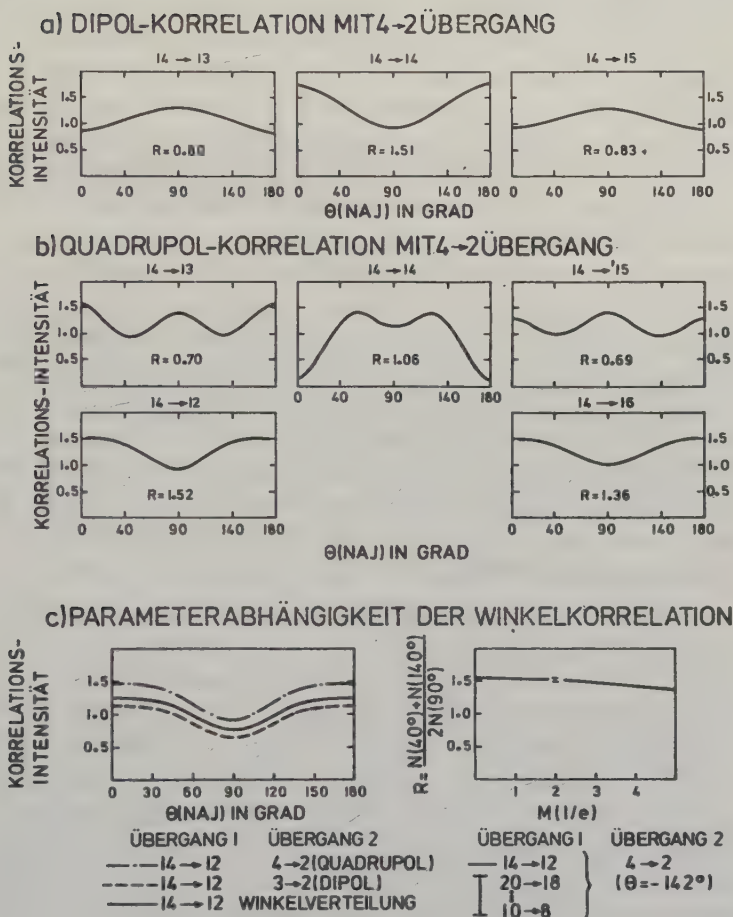


Abb.20: Berechnete Korrelationsintensitäten.

- (a), (b) Korrelationsintensitäten für Dipol-Übergänge (a) und Quadrupol-Übergänge (b) von einem Zustand mit Spin 14 zu den erreichbaren Endzuständen, wenn unter $\theta = -142^\circ$ der 4→2 Übergang beobachtet wird.
- (c) Vergleich von Winkelverteilung und Winkelkorrelationen (links) und Intensitätsverhältnis R für gestreckte Quadrupolübergänge in Abhängigkeit vom Spinwert und der M-Population des Anfangszustandes (rechts).

Ergebnis kaum verändert. Es zeigte sich nämlich, daß im wesentlichen nur der Grad der Orientierung (alignment) des Restkerns die Anisotropie der Korrelationsfunktionen bestimmt, und daß demgegenüber der Einfluß aller anderen Faktoren vernachlässigt werden kann. Hierzu gehören Spinfolge und Multipolaritäten im unbeobachteten Teil der Kaskade, die Energieabhängigkeit der Q-Koeffizienten⁴⁵⁾, mit denen der Einfluß der endlichen Größe des Ge(Li)-Detektors beschrieben wird, und auch die Art des Übergangs, der im Ge(Li)-Detektor beobachtet wird. Für Koinzidenzen mit verschiedenen Übergängen der Grundzustandsbande sind die berechneten Korrelationsfunktionen sogar gleich. Wird ein anderer Übergang im Ge(Li)-Detektor nachgewiesen, so ergeben sich zwar andere Absolutwerte der Korrelationsintensität aber sehr ähnliche Winkelabhängigkeiten und damit auch ähnliche Intensitätsverhältnisse R (Abb.20c). Es war deshalb möglich, die totalen koinzidenten Spektren in gleicher Weise auszuwerten wie die Koinzidenzen mit der Grundzustandsrotationsbande von ¹⁵⁸Yb.

Für die Orientierung der Endkerne mußten Annahmen gemacht werden, da die durch die Reaktion bedingte vollständige Ausrichtung des Compoundkerns ($M=0$, bezogen auf die Strahlachse) während der Emission von Neutronen und statistischer Gammastrahlung teilweise verlorengeht. Die damit verbundene Abschwächung der Korrelationsfunktion zeigt Abb.20c. Hier wurden für die M-Population Normalverteilungen gewählt, die bei $M(1/e)$ auf 37 % ($=1/e$) des Wertes bei $M=0$ abgenommen haben. Höhere Werte als $M(1/e)=4$ können ausgeschlossen werden, da sowohl die beiden Neutronen wie die Gammastrahlung mit kleinem Drehimpuls und zudem statistisch emittiert werden; ein niedrigerer Wert ist weitaus wahrscheinlicher. Für $M(1/e)=2$ und $10 \leq I \leq 20$ ist in Abb.20c auch die Abhängigkeit der berechneten Anisotropie R vom Spin I des gammaemittierenden Zustands angedeutet. Die Variation der Spin- und Populationsparameter innerhalb des durch die Reaktion definierten Bereiches hat demnach nur geringe Auswirkungen. Die dadurch bedingten Unsicher-

heiten der berechneten R-Werte sind klein im Vergleich mit dem Meßfehler von etwa 10 % und haben keinen Einfluß auf die Interpretation des Meßergebnisses.

3.4.4. Spinabhängigkeit der Niveaudichte

Für die Bestimmung der Spinabhängigkeit der Niveaudichte $\rho(E, I)$ wurde die Formel

$$\rho(E, I) \propto (2I+1)E^{-2} \exp 2 [a(E-E_I)]^{1/2}$$

verwendet (Fermi-Gas-Modell). Sie läßt sich hier sehr einfach anwenden, wenn man die Rotationsenergie E_I für Spin I durch die Anregungsenergien $E_Y(I)$ der Yrast-Zustände approximiert⁹⁾. Für den Niveaudichteparameter wurde ein Wert von $a=17 \text{ MeV}^{-1}$ gewählt. Dies ist ein Mittelwert von Niveaudichteparametern, die für vergleichbare Kerne aus gemessenen Niveaudichten durch Fitverfahren gewonnen wurden⁴⁶⁾.

Für das Verhältnis $\rho(E, I-1)/\rho(E, I)$ der Anzahl von Niveaus mit Spin I-1 zu der von Niveaus mit Spin I bei gleicher Anregungsenergie ergaben sich Werte zwischen 1.3 und 2.0 (Abb.21a). Die Niveaudichte nimmt zu kleineren Spins hin zu. An der Yrast-Linie selbst ist das Niveaudichteverhältnis definitionsgemäß unendlich groß. Die Anwendung der statistischen Niveaudichteformel in unmittelbarer Nähe der Yrast-Linie ist natürlich problematisch, da die absolute Zahl von Niveaus hier klein ist und individuelle Kerneigenschaften dominieren. Auch hier ist aber eine Zunahme der Niveaudichte mit abnehmendem Spin zu erwarten.

3.4.5. Intensität der Quadrupolkomponente

Die Abhängigkeit der berechneten Anisotropie R vom Niveaudichteverhältnis und von den relativen Intensitäten von Dipol- und Quadrupolstrahlung ist in Abb.21b dargestellt. Diese R-Werte ergeben sich, wenn die berechneten Korrelationsintensitäten für Übergänge der gleichen Multipolarität im

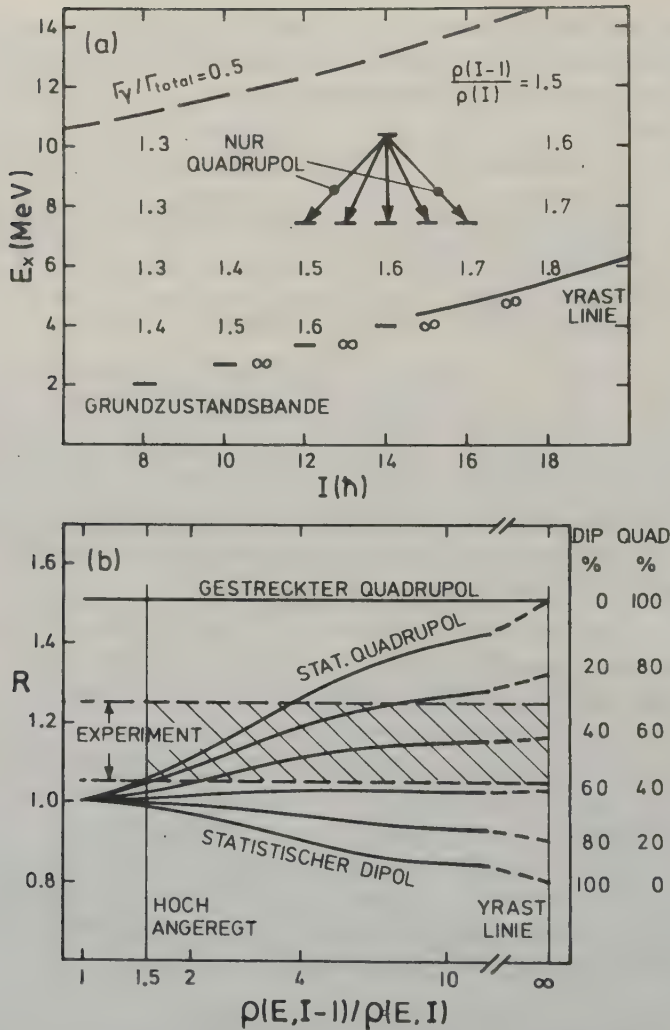


Abb.21: Bedeutung der Niveaudichte für den Gammazerfall hochangeregter Hochspinzustände.

- (a) Zerfallsmöglichkeiten eines Zustandes mit Spin $I = 14 \hbar$. Die Spinabhängigkeit der Niveaudichte ist für verschiedene Bereiche des $E_x - I$ - Diagramms angegeben.
- (b) Mit statistischen Annahmen berechnete Intensitätsverhältnisse R als Funktion des Niveaudichtequotienten für verschiedene inkohärente Dipol/Quadrupol-Mischungen (dicke Linien). Der schraffierte Bereich ist durch das Experiment und das Niveaudichte Verhältnis $\rho(I-1)/\rho(I) > 1.5$ definiert.

Verhältnis der Niveaudichten der Endzustände und die resultierenden Korrelationsintensitäten im Verhältnis der Intensitäten beider Multipolaritäten gewichtet und addiert werden.

Die Werte für Dipolstrahlung liegen zwischen $R=1$ (Isotropie im Falle spinunabhängiger Niveaudichten) und $R=0.8$ für $\rho(I-1)/\rho(I) \rightarrow \infty$, wenn nur noch gestreckte Übergänge stattfinden. Der experimentelle Wert von $R=1.15 \pm 0.10$ weist daher auf eine starke Quadrupolkomponente innerhalb der statistischen Kaskaden mit einer Intensität von wenigstens 40 % hin. Dieses Ergebnis wird gestützt durch Experimente anderer Gruppen^{4,10)}, die bei vergleichbaren Reaktionen Anisotropien in der Winkelverteilung gemessen haben, die Werten von $R=1.05$ bis $R=1.10$ entsprechen, dies aber nicht weiter interpretierten. Die Annahme, daß der statistische Gammazerfall hauptsächlich über E1-Kaskaden verläuft, beruht dagegen auf Abschätzungen der Übergangsstärken im Rahmen des Einteilchenmodells⁸⁾.

Die berechneten Niveaudichteverhältnisse von etwa 1.5 bis 2 lassen sich mit der gemessenen Anisotropie nur vereinbaren, wenn man eine Quadrupolintensität von nahezu 100 % annimmt (Abb.21b), oder wenn eine starke Komponente gestreckter Quadrupolübergänge mit kollektivem Charakter höhere Anisotropien verursacht, als sie mit rein statistischen Annahmen vorhergesagt werden können. Es ist andererseits nicht auszuschließen, daß in der Nähe der Yrast-Linie wegen der geringen Anzahl von Niveaus Zustände mit kleinerem Spin stärker bevölkert werden, als dies durch die statistische Niveaudichteformel ausgedrückt wird. Dies würde höheren "effektiven" Niveaudichteverhältnissen entsprechen. In Abb.21b wird durch diese Annahme und durch die experimentellen Fehlergrenzen der schraffiert gezeichnete Bereich abgesteckt, innerhalb dessen die Intensität der Quadrupolkomponente zwischen 40 % und 100 % variiert. Eine mittlere Quadrupolkomponente von 70 % kann die gemessene Anisotropie im Rahmen des statistischen Modells erklären.

Die Tendenz, Zustände mit kleinerem Spin bevorzugt

zu bevölkern, führt dazu, daß die statistischen Kaskaden den Drehimpuls des Endkerns erniedrigen. Aus dem Intensitätsverhältnis der Multipolaritäten und einem Niveaudichteverhältnis zwischen 1.5 und 2 läßt sich ein mittlerer Drehimpulsverlust von $0.8 \hbar$ /Übergang berechnen.

Für den Fall, daß die Dipolkomponente nur aus E1-Strahlung besteht, kann das E1/E2-Intensitätsverhältnis durch die reduzierten Matrixelemente⁴⁷⁾ ausgedrückt werden. Ein energieunabhängiger Dipolanteil von 30 % ergibt

$$|\langle I_f \| M(E1) \| I_i \rangle|^2 / |\langle I_f \| M(E2) \| I_i \rangle|^2 = 0.33 \cdot 10^{-6} \cdot E_Y^2 \text{ fm}^{-2}$$

(E_Y in MeV). Dies entspricht einer Behinderung der E1-Strahlung in der Größenordnung von 10^{-3} bis 10^{-5} (Abb.19c). Diese Werte hängen noch etwas davon ab, ob die Quadrupolkomponente kollektiv beschleunigt ist oder Einteilchencharakter besitzt, sie sind jedoch durchaus vergleichbar mit gemessenen Behinderungsfaktoren diskreter Übergänge in mittleren und schweren Kernen^{48,49)}. Die Zunahme des E1-Matrixelementes im Vergleich zum E2-Matrixelement mit wachsender Gammaenergie könnte durch den zunehmenden Einfluß der Dipolriesenresonanz bei höheren Gammaenergien erklärt werden.

4. DISKUSSION

Die Ergebnisse der Experimente rechtfertigen die Unterscheidung von statistischen Kaskaden und Yrast-Kaskaden beim Gammazerfall hochangeregter Produktkerne nach Schwerionen-Compoundreaktionen. Dies zeigen die Gammaspektren, bei denen zwei charakteristisch verschiedene Bereiche innerhalb des Kontinuums beobachtet werden, und auch die Multiplicitäten, die im Falle der statistischen Kaskaden mit der effektiven Anregungsenergie und im Falle der Yrast-Kaskaden mit dem Drehimpuls des Restkerns korreliert sind.

Für die Multipolaritäten ergaben sich dagegen weit- aus geringere Unterschiede als bisher angenommen wurde. Auch bei den statistischen Kaskaden überwiegt Quadrupolstrahlung. Inwieweit es sich dabei um kollektive Übergänge handelt wie bei den Yrast-Kaskaden, wird in Abschnitt 4.2. anhand von Lebensdauermessungen erörtert.

Die exponentielle Form der Pre-Yrast-Gammaspektren stimmt qualitativ mit den Ergebnissen statistischer Modellrechnungen^{8,38)} überein. Da jedoch signifikante Unterschiede in der Spektralform für verschiedene Reaktionen und Reaktionskanäle beobachtet wurden, bot sich die Möglichkeit, die Bedeutung verschiedener in die Rechnung eingehender Parameter zu untersuchen. Nach einem einfachen Modell wurden daher Spektren statistischer Kaskaden berechnet und mit dem Experiment verglichen (nächster Abschnitt).

4.1. Modellrechnungen für statistische Kaskaden

4.1.1. Übergangswahrscheinlichkeiten

Im statistischen Modell³⁸⁾ ist die Wahrscheinlichkeit für einen Gammaübergang der Multipolarität L und der Energie E_γ proportional zum Quadrat des reduzierten Matrixelements, zu E_γ^{2L+1} sowie zur Dichte der Endzustände $\rho(E_f)$. Im Falle energieunabhängiger reduzierter Matrixelemente ergibt sich mit der bereits benutzten Niveaudichteformel⁹⁾

$\rho(E) \propto E^{-2} \exp 2 [a(E-E_I)]^{1/2}$ ein sehr einfacher Ausdruck für die Energieabhängigkeit der Übergangswahrscheinlichkeit $w(i \rightarrow f)$:

$$\begin{aligned} w(i \rightarrow f) &\propto E_Y^{2L+1} \cdot \rho(E_f) \\ &= E_Y^{2L+1} E_f^{-2} \exp 2 [a(E_f - E_I)]^{1/2} = \\ &= E_Y^{2L+1} (E_Y(I) + E_{\text{eff}} - E_Y)^{-2} \exp 2 [a(E_{\text{eff}} - E_Y)]^{1/2}. \end{aligned}$$

In der letzten Zeile wurde, wie in Abschnitt 3.4.4., E_I durch $E_Y(I)$ approximiert und $E_f = E_i - E_Y$ durch $E_Y(I) + E_{\text{eff}} - E_Y$ ersetzt.

Die Variation der Übergangswahrscheinlichkeit mit der Gammaenergie hängt also hauptsächlich von der Multipolarität L und von der effektiven Anregungsenergie E_{eff} des Anfangszustands über der Yrast-Linie ab. Sie hängt dagegen kaum vom Spin I ab, da die Anregungsenergie $E_Y(I)$ der Yrast-Zustände langsam mit I wächst und nur über den quadratischen Faktor Einfluß nimmt.

Übergangswahrscheinlichkeiten, die nach dieser Formel mit $a=17 \text{ MeV}^{-1}$ und $E_Y(I)=4 \text{ MeV}$ berechnet wurden, zeigen eine Zunahme der mittleren Übergangsenergie mit wachsender Anregungsenergie (Abb.22). Ebenso werden kleine Gammaenergien erst wahrscheinlich, wenn die effektive Anregungsenergie nur noch wenige MeV beträgt. Quadrupolzerfall bevorzugt wegen des E_Y^{2L+1} -Faktors höhere Übergangsenergien als Dipolzerfall⁵⁰⁾, die relativen Intensitäten von Quadrupol- und Dipolstrahlung hängen allerdings noch von der Größe der beteiligten reduzierten Matrixelemente ab.

Die Annahme energieunabhängiger reduzierter Matrixelemente steht im Widerspruch zu der quadratischen Energieabhängigkeit, die sich für das Verhältnis der Matrixelemente aus dem energieunabhängigen Intensitätsverhältnis ergab (Abb.19c). Sie läßt sich jedoch mit der gemessenen energieunabhängigen Anisotropie der Richtungskorrelation in folgender Weise in Einklang bringen:

Hohe Gammaenergien sind bei hoher effektiver Anre-

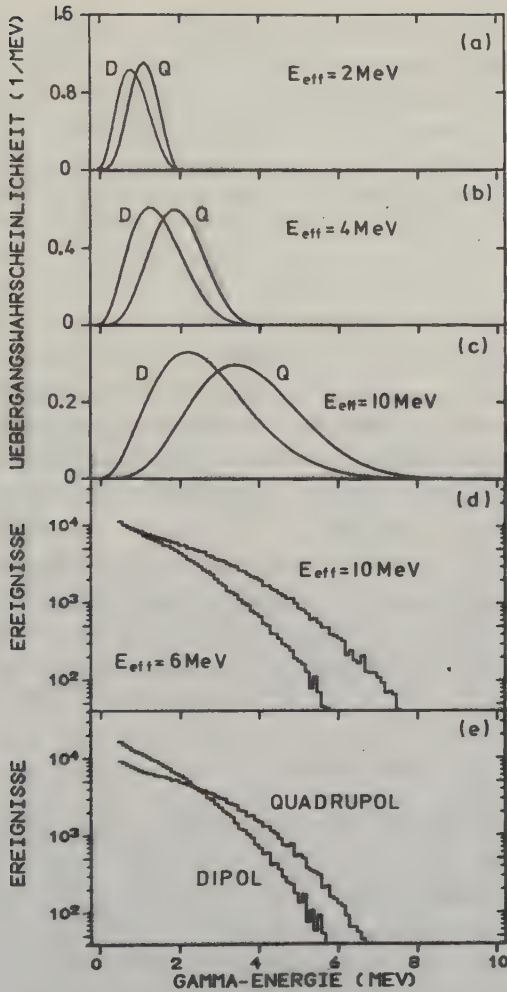


Abb.22: Berechnete Übergangswahrscheinlichkeiten (a,b,c) und Gammaskpektren (d,e).

- (a)-(c) Normierte Übergangswahrscheinlichkeiten für Dipol- (D) und Quadrupolstrahlung (Q) bei verschiedenen Anregungsenergien E_{eff} .
- (d),(e) Ergebnisse von Monte Carlo-Rechnungen für Spektren von jeweils 50000 Gammakaskaden bei unterschiedlicher effektiver Anregungsenergie (d) oder unterschiedlicher Multipolarität (e) aber sonst gleichen Parametern.

gungsenergie zu erwarten. In diesem Fall liegen auch die Endzustände noch mehrere MeV über der Yrast-Linie (vgl. Abb.22c). Dort wurden Niveaudichteverhältnisse $\rho(I-1)/\rho(I)$ in der Größenordnung von 2 errechnet (Abb.21a), so daß die gemessene Anisotropie R auf eine Quadrupolintensität von etwa 100 % schließen läßt (Abb.21b). Für kleine Gammaenergien (1-2 MeV) führt die gleiche Argumentation auf Endzustände in der Nähe der Yrast-Linie (Abb.22a), wo das Niveaudichteverhältnis vermutlich sehr viel höher ist, so daß die gleiche Anisotropie R bereits von einem Quadrupolanteil von nur etwa 50 % hervorgerufen wird. Dies würde bedeuten, daß die relative Intensität der Quadrupolkomponente mit wachsender Gammaenergie ansteigt, und somit das Verhältnis der reduzierten Matrixelemente schwächer mit der Energie zunimmt, als in Abb.19c angegeben ist, oder möglicherweise auch konstant ist.

Experimentelle Hinweise dafür, daß die Gammaübergangsenergie tatsächlich mit der Anregungsenergie korreliert ist und somit diese Schlußweise berechtigt ist, lassen sich aus den Ergebnissen der Multiplizitätsmessung gewinnen (Abschnitt 4.1.3.).

4.1.2. Spektrenformen

Die berechneten Übergangswahrscheinlichkeiten können benutzt werden, um in einem Monte Carlo-Verfahren statistische Gammasppektren zu generieren. Der Endzustand eines Gammaübergangs bildet dabei jeweils wieder den Anfangszustand des nächsten Übergangs, bis die Anregungsenergie über der Yrast-Linie kleiner ist als eine vorgegebene Schwellenenergie (z.B. 500 keV).

Wie die Übergangswahrscheinlichkeiten, hängen auch die berechneten Spektren sehr stark von den beiden Parametern effektive Anregungsenergie und Multiplizität ab (Abb. 22). Es zeigte sich jedoch, daß eine Variation des Niveaudichteparameters a in einem Bereich zwischen 15 MeV^{-1} und 20 MeV^{-1} die Spektrenformen kaum verändert. Andere a -Werte

sind für Kerne um $A=160$ aber nicht zu erwarten⁴⁶⁾. Auch der Einfluß von $E_Y(I)$ ist sehr klein. Für die Rechnungen wurde daher ein fester Wert $E_Y(I)=4$ MeV gewählt. Dies entspricht in den verschiedenen Kernen der Anregungsenergie von Yrast-Zuständen mit Spins zwischen $14 \hbar$ und $20 \hbar$.

Benutzt man auch das Ergebnis der Korrelationsmessung und legt die Wahrscheinlichkeiten für Dipol- und Quadrupol-übergänge mit 30 % und 70 % fest, so bleiben als freie Bestimmungsgrößen nur die Anregungsenergien E_{eff} der Anfangszustände der Kaskade übrig. Gammaspektren wurden daher für verschiedene E_{eff} -Populationen berechnet und mit den gemessenen Spektren verglichen.

In Abb.23 ist das Ergebnis für 81 MeV ^{16}O auf ^{150}Sm dargestellt. Hier wurde für den 3n-Kanal eine sehr schmale E_{eff} -Verteilung gewählt, da anzunehmen ist, daß ^{163}Yb nur in der Nähe der Eintrittslinie ($\Gamma_Y/\Gamma_{\text{total}}=0.5$) bevölkert wird (vgl. Abschnitt 3.3.3.). Der Verlauf des gemessenen Spektrums wird mit einer mittleren Anregungsenergie $\bar{E}_{\text{eff}}=10$ MeV sehr gut wiedergegeben. Dies ist in Einklang mit der Vorstellung, daß die Eintrittslinie etwa im Abstand der Neutronenbindungsenergie über der Yrast-Linie verläuft.

Für den 4n-Kanal wurden E_{eff} -Verteilungen mit $\bar{E}_{\text{eff}}=6$ MeV gewählt, da sich dieser Wert aus der Energiebilanz für diesen Reaktionskanal ergab (Tabelle 3). Befriedigende Übereinstimmung mit dem Experiment konnte hier nur erzielt werden, wenn eine sehr breite E_{eff} -Population mit Werten zwischen 0 und 12 MeV mit abnehmender Wahrscheinlichkeit für sehr hohe und sehr niedrige Anregungsenergien gewählt wurde. Eine Verteilung dieser Art ist sinnvoll, da die Faltung der Neutronenenergieverteilungen eine gaußartige Populationsverteilung erzeugen sollte, und da kleine E_{eff} -Werte auch wegen der abnehmenden Niveaudichte weniger wahrscheinlich sind.

Weitergehende Aussagen über die genaue Form der Populationsverteilung sind von dem sehr einfachen Kaskadenmodell nicht zu erwarten, sie würden auch Messungen mit sehr

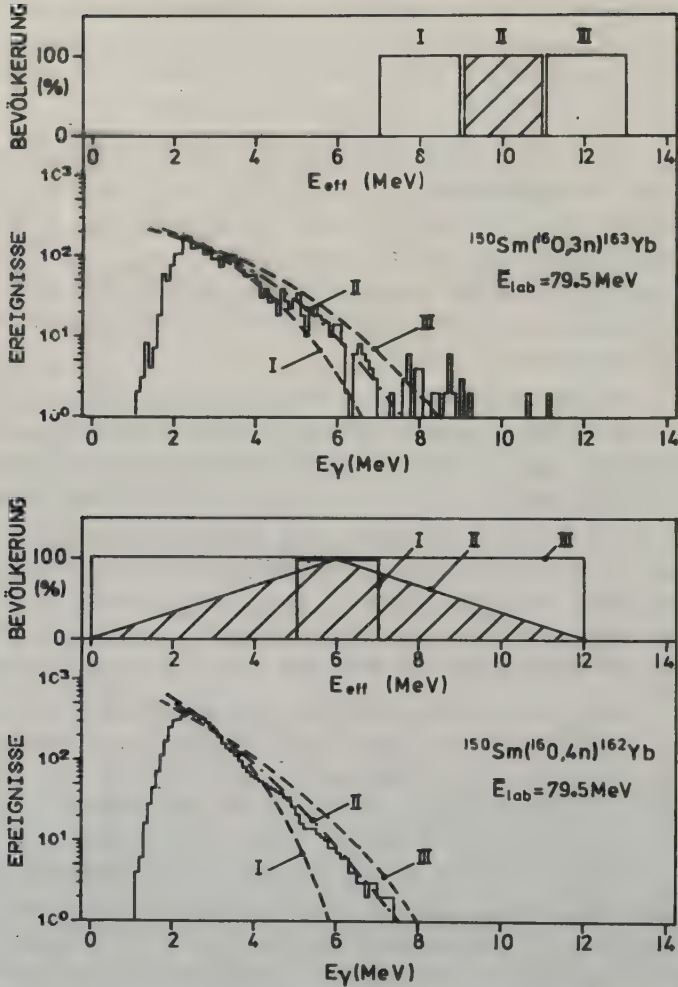
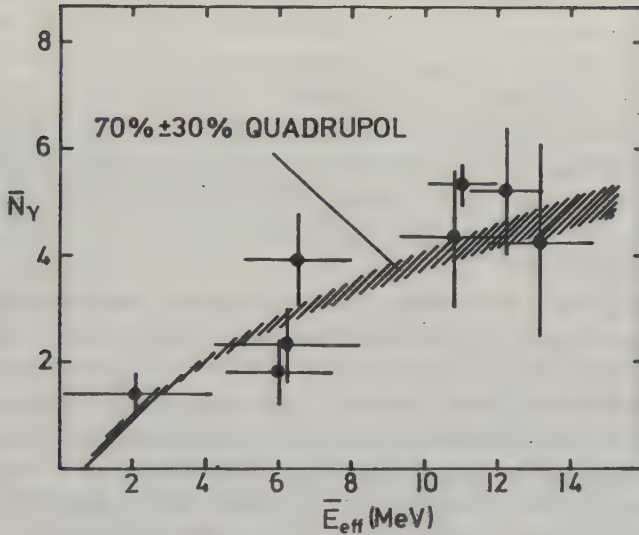


Abb.23: Berechnete Spektrenformen (unterbrochene Linien) für verschiedene E_{eff} -Populationen (jeweils darüber dargestellt).

Die gemessenen Spektren (Histogramm) sind Abb.13 entnommen, das Spektrum des 4n-Kanals ist zusätzlich geglättet. Berechnete und gemessene Intensitäten wurden bei etwa 3 MeV normiert. Die gemessenen Spektrenformen werden jeweils mit Verteilung II (schraffiert, Spektrum strichpunktliert) am besten approximiert.



ab.24: Berechnete und gemessene Multiplizitäten $\bar{N}_Y$ als Funktion der effektiven Anregungsenergie.

Die Rechnungen wurden für Quadrupolintensitäten zwischen 40 % und 100 % ausgeführt (schraffierter Bereich). Die Meßpunkte sind Abb.17 entnommen, der für $^{150}\text{Sm}(^{16}\text{O},3\text{n})^{163}\text{Yb}$ ermittelte Wert wurde jedoch korrigiert (siehe Text). Der für $\bar{E}_{\text{eff}}$ angegebene Fehler beträgt ± 0.5 MeV und entspricht einer Unsicherheit von 0.5 MeV in der mittleren kinetischen Energie der evaporierten Neutronen.

viel höherer Genauigkeit erfordern. Es zeigt sich jedoch, daß der Pre-Yrast-Gammazerfall als rein statistischer Prozeß beschrieben werden kann, und daß wesentliche Charakteristiken wie Spektrenform oder unterschiedliche Temperaturen erklärt werden können.

4.1.3. Multiplizitäten

Die Multiplizität der berechneten Spektren für Energien über 800 keV wächst bei zunehmender Zerfallsenergie langsamer als linear an, da bei höheren Anregungsenergien größere Übergangsenergien wahrscheinlicher werden (Abb.24). Ein Verhalten dieser Art wurde bei Multiplizitätsmessungen nach direkten Reaktionen, bei denen die Anregungsenergie der Reaktionsprodukte genau bekannt ist, in zahlreichen Fällen beobachtet⁵¹⁾.

Die gemessenen Multiplizitäten lassen sich innerhalb der Fehlergrenzen mit dem Ergebnis der Rechnung, die für Quadrupolintensitäten zwischen 40 % und 100 % ausgeführt wurde, gut vereinbaren (Abb.24). Die Daten sind Abb.17 entnommen, der angegebene mögliche Fehler in $\bar{E}_{\text{eff}}$ entspricht einer Unsicherheit von ± 0.5 MeV in der mittleren kinetischen Energie der Neutronen ($\Delta \bar{E}_{\text{eff}} = x \cdot 0.5$ MeV). Der für ^{150}Sm ($^{16}\text{O}, 3n$) ^{163}Yb ermittelte Meßpunkt ist gegenüber Abb.17 korrigiert, um das Ergebnis der Diskussion in Abschnitt 3.3.3. zu berücksichtigen. Der neue Wert ergibt sich, wenn man 2.5 MeV anstelle von 2.0 MeV als mittlere Neutronenenergie wählt (vgl. Abb.18) und das gemessene Spektrum unterhalb der Schwelle mit einer Temperatur von 1.3 MeV anstelle von 1.1 MeV ergänzt (vgl. Abb.13).

Die experimentellen Unsicherheiten sind zu groß, um den genauen Verlauf von $\bar{N}_Y$ als Funktion von $\bar{E}_{\text{eff}}$ den Meßwerten direkt entnehmen zu können. Nimmt man aber an, daß sich die berechnete Tendenz zur Abflachung bei hohen $\bar{E}_{\text{eff}}$ -Werten auch in den Daten spiegelt, so könnte dies als Hinweis auf eine Korrelation zwischen mittlerer Übergangsenergie und effektiver Anregungsenergie gedeutet werden.

4.2. Kollektivität der Quadrupolkomponente

Für zwei der untersuchten Reaktionen liegen Lebensdauerermessungen nach der "Recoil-Distance-Dopplershift"-Methode vor¹⁹⁾. Aus den Zerfallskurven, die als Funktion des Plungerabstandes gemessen wurden, konnten Halbwertszeiten für die Seitenbevölkerung einzelner Zustände der Grundzustandsbande in ^{158}Yb und der entkoppelten Bande in ^{159}Yb ermittelt werden (Tabelle 4).

Die Ergebnisse sind sehr verschiedenartig und reichen von weniger als 2ps bis zu 28ps. Die Yrast-Kaskaden tragen wegen ihres kollektiven Charakters nicht wesentlich zu diesen Bevölkerungszeiten (feeding times) bei. Der Anteil der statistischen Kaskaden sollte andererseits für alle Zustände etwa gleich sein. Die langen Zeiten für die Seitenbevölkerung der 6^+ und 8^+ Zustände in ^{158}Yb werden daher einer Behinderung zugeschrieben, die etwa durch Verletzung der K-Auswahlregel bei der Bevölkerung dieser Zustände aus Nebenbanden verursacht sein kann¹⁹⁾. Die sehr viel kürzeren Zeiten für den 12^+ Zustand in ^{158}Yb oder die entkoppelten Zustände in ^{159}Yb können dagegen als möglicherweise charakteristisch für den statistischen Zerfallsprozeß angesehen werden.

Ein Vergleich mit den für diese Zustände gemessenen Multiplizitäten $N_Y(I)$ ergibt mittlere Lebensdauern in der Größenordnung von lps für die statistischen Übergänge. Im Einteilchenmodell entspricht dies der Übergangsrate eines 1.7 MeV E2-Übergangs. Nimmt man an, daß die Bevölkerungszeiten im wesentlichen die Lebensdauer des langsamsten Gammaübergangs innerhalb der Kaskade widerspiegeln, so lassen sich auch E2-Übergänge mit kleineren Energien und Einteilchenstärke mit den gemessenen Lebensdauern vereinbaren.

Die Daten zwingen also nicht zu der Annahme, daß die Quadrupolkomponente der Pre-Yrast-Gammastrahlung stark beschleunigt ist und kollektiven Charakter trägt. Dies kann andererseits auch nicht ausgeschlossen werden, zumal für einige Bevölkerungszeiten nur obere Grenzen angegeben werden können (Tabelle 4).

Tabelle 4 : Lebensdauern (aus Ref.19) und Multiplizitäten für ^{158}Yb und ^{159}Yb

Übergang I→I-2	E_{γ} (keV)	I_{γ} (I→I-2) (%)	N_{γ} (I) ^{a)}	$t_{1/2}$ (ps)	SPU ^{b)}	$t_{1/2}^{\text{feed}}$ c) (ps)
$^{144}\text{Sm}(^{16}\text{O}, 2n)^{158}\text{Yb}$ bei 74 MeV						
$2^+ \rightarrow 0^+$	358.4	100	5.4	25 ± 3	77	
$4^+ \rightarrow 2^+$	476.5	100	4.9	3.8 ± 1	120	
$6^+ \rightarrow 4^+$	569.3	90	5.2			10 ± 3
$8^+ \rightarrow 6^+$	643.8	50	5.5			28 ± 5
$10^+ \rightarrow 8^+$	697.4	20				8 ± 3
$12^+ \rightarrow 10^+$	683.1	10	4.3			5 ± 2
$^{144}\text{Sm}(^{18}\text{O}, 3n)^{159}\text{Yb}$ bei 77 MeV						
$17/2^+ \rightarrow 13/2^+$	299.5	100	4.4	34 ± 3	136	
$21/2^+ \rightarrow 17/2^+$	447.4	80	3.9	≈ 4	≈ 150	≈ 3
$25/2^+ \rightarrow 21/2^+$	549.3	70	3.2			≤ 3
$29/2^+ \rightarrow 25/2^+$	633.2	60				≤ 2
$33/2^+ \rightarrow 29/2^+$	697.2	20				≤ 2

- a) N_{γ} (I) wurde bei Energien von 72 MeV (^{158}Yb) und 76 MeV (^{159}Yb) gemessen (vgl. Tabelle 1)
- b) SPU (single particle units) gibt die Übergangsstärke in Weisskopf-Einheiten an
- c) $t_{1/2}^{\text{feed}}$ (feeding time) ist die Halbwertszeit, mit der der I^+ -Zustand aus Nebenbanden bevölkert wird

ANHANG : WAHRSCHEINLICHKEIT VON SUMMENEREIGNISSEN

A1. Binomialverteilung

Die Wahrscheinlichkeit P_l dafür, daß l Gammas einer Kaskade der Multiplizität N_Y in einem Detektor mit der absoluten Nachweiswahrscheinlichkeit ϵ gleichzeitig beobachtet werden, ist durch die Binomialverteilung gegeben:

$$P_l = \binom{N_Y}{l} \epsilon^l (1-\epsilon)^{N_Y-l} \quad (A1)$$

Hier ist vorausgesetzt, daß die N_Y Gammas der Kaskade unkorreliert und isotrop emittiert werden, und daß die Nachweiswahrscheinlichkeit ϵ für alle Gammas gleich ist.

Die Wahrscheinlichkeit P dafür, daß wenigstens ein Gamma beobachtet wird ($l \geq 1$), ergibt sich aus dem Binomialtheorem:

$$P = \sum_{l=1}^{N_Y} P_l = 1 - (1-\epsilon)^{N_Y} = N_Y \epsilon - \binom{N_Y}{2} \epsilon^2 + \dots \quad (A2)$$

Beim NaJ-Spektrometer ist ϵ durch den Öffnungswinkel des Kollimators definiert, da die totale Nachweiswahrscheinlichkeit nahezu 100 % beträgt: $\epsilon = d\Omega/4\pi \approx 5 \cdot 10^{-3}$. Damit gilt angenähert:

$$P \approx P_1 \approx N_Y \cdot \epsilon \quad (A3)$$

Der Fehler ist von der Ordnung $(N_Y \epsilon)^2$ und beträgt nur wenige Prozent, wenn N_Y Werte von 10 oder 15 nicht wesentlich überschreitet. Höhere Ordnungen ($l > 2$) können vernachlässigt werden.

A2. Kontinuierliche Spektren

Im Fall kontinuierlicher Gammaspektren sind Einzelergebnisse ($l=1$) und Summenereignisse ($l=2$) nicht unterscheidbar (im Gegensatz zu Linienspektren, bei denen Summenlinien auftreten). Bei der Messung der Spektrenform können große

relative Fehler auftreten, wenn Summenereignisse in einen Bereich des Spektrums mit sonst geringer Intensität fallen.

Hat das Emissionsspektrum als Funktion der Energie E die Form

$$p_Y(E) \quad \text{mit} \quad \int_0^{\infty} p_Y(E) dE = 1 \quad (A4)$$

und eine mittlere Multiplizität $\bar{N}_Y$, dann werden im Detektor pro Reaktion Einzelereignisse mit der Häufigkeit

$$h_Y(E) = \bar{N}_Y \epsilon (1-\epsilon)^{\bar{N}_Y-1} p_Y(E) \quad (A5)$$

und Summenereignisse mit der Häufigkeit

$$h_{Y+Y}(E) = \binom{\bar{N}_Y}{2} \epsilon^2 (1-\epsilon)^{\bar{N}_Y-2} \cdot \int_0^E p_Y(E-E') p_Y(E') dE' \quad (A6)$$

beobachtet. Das Faltungsintegral drückt aus, daß die Gesamtenergie E in verschiedener Weise auf zwei Gammas verteilt werden kann. Bei Integration über E erhält man aus (A5) und (A6) die Wahrscheinlichkeiten der Binomialverteilung (A1) für $l=1,2$.

A3. Beispiel: Exponentielle Spektrenform

Das Faltungsintegral (A6) kann analytisch gelöst werden für den Fall einer rein exponentiellen Spektrenform

$$p_Y(E) = \frac{1}{T} e^{-E/T} \quad \text{mit der "Temperatur" } T.$$

Wegen

$$\int_0^E e^{-(E-E')/T} e^{-E'/T} dE' = e^{-E/T} \int_0^E dE' = E \cdot e^{-E/T}$$

ergibt sich für die Häufigkeit von Summenereignissen aus (A6)

$$h_{Y+Y}(E) = \binom{\bar{N}_Y}{2} \epsilon^2 (1-\epsilon)^{\bar{N}_Y-2} \frac{E}{T^2} e^{-E/T}.$$

Der dadurch hervorgerufene relative Fehler bei der Messung der Spektrenform

$$\frac{h_{Y+Y}(E)}{h_Y(E)} = \frac{\bar{N}_Y - 1}{2} \cdot \frac{\epsilon}{1-\epsilon} \cdot \frac{E}{T} \approx \frac{\bar{N}_Y}{2} \cdot \epsilon \cdot \frac{E}{T} \quad (A7)$$

ist der Energie proportional und erreicht bei der Gammaenergie $E = 2T/(\epsilon \cdot \bar{N}_Y)$ die Größenordnung der gemessenen Gammaintensität.

Die beobachteten kontinuierlichen Gammaspektren weichen unterhalb von 800 keV Gammaenergie stark von der exponentiellen Form ab. Die analytische Lösung (A7) reicht daher nur aus, um die Größenordnung des Fehlers abzuschätzen.

A4. Numerisches Korrekturverfahren

Zur numerischen Berechnung der Spektren von Summenereignissen wird die Faltung kanalweise ausgeführt:

$$H_{Y+Y}(i) \approx \frac{N_Y}{2} \epsilon \frac{1}{N_O} \sum_{j=1}^{i-1} H'_Y(i-j) H'_Y(j) \quad (A8)$$

Hier sind i, j Kanalnummern ,

$H'_Y(k)$ Kanalinhalte des gemessenen Spektrums ,

$$N_O = \sum_{k=1}^{\infty} H'_Y(k) .$$

Der Ausdruck (A8) folgt durch Einsetzen von (A5) in (A6). Das unbekannte wahre Spektrum $H_Y(k)$ ist dabei durch das gemessene Spektrum $H'_Y(k)$ ersetzt, das allerdings im gesamten Energiebereich bekannt sein muß. Anschließende Subtraktion ergibt das in 1.Ordnung korrigierte Spektrum:

$$H_Y(i) = H'_Y(i) - H_{Y+Y}(i) \quad (A9)$$

Obwohl dieses Verfahren die Möglichkeit der Iteration bietet, ist es nicht sinnvoll, höhere Ordnungen des Korrekturspektrums zu berechnen. Die Unterschiede sind von der gleichen Größenordnung wie die Wahrscheinlichkeit von 3-fach Ereignissen und können vernachlässigt werden.

LITERATUR

- 1) A. Johnson, H. Ryde, J. Sztarkier, Phys. Lett. 34B (1971) 605.
- 2) als Übersicht und Quelle für Literaturangaben:
D. Ward, International Conference on Reactions Between Complex Nuclei, Nashville 1974, Vol.2, Invited Papers;
F.S. Stephens, Rev. Mod. Phys. 47 (1975) 43.
- 3) F.S. Stephens, Symposium on Highly Excited States in Nuclei, Jülich 1975, Vol.2, Invited Papers;
Z. Szymanski, ibd.
- 4) M.V. Banaschik, R.S. Simon, P. Colombani, D.P. Soroka, F.S. Stephens, R.M. Diamond, Phys. Rev. Lett. 34 (1975) 892.
- 5) über einen Zustand mit Spin $49/2$ in ^{157}Dy berichten:
H. Beuscher, W.F. Davidson, R.M. Lieder, A. Neskakis, C. Mayer-Böricke, Nucl. Phys. A249 (1975) 379.
- 6) J.O. Newton, F.S. Stephens, R.M. Diamond, W.H. Kelly, D. Ward, Nucl. Phys. A141 (1970) 631.
- 7) als Beispiel für die frühen Arbeiten über $(\alpha, x\gamma)$ Reaktionen:
N.L. Lark, H. Morinaga, Nucl. Phys. 63 (1965) 466;
als Übersicht und Quelle für Literaturangaben:
T.D. Thomas, Ann. Rev. Nucl. Sci. 18 (1968) 343.
- 8) J.R. Grover, J. Gilat, Phys. Rev. 157 (1967) 802, 814, 823;
eine "Etymologie" des Terms Yrast-Zustand findet sich bei:
J.R. Grover, Phys. Rev. 157 (1967) 832.
- 9) J.O. Newton, in Nuclear Spectroscopy and Reactions C, Herausgeber J. Cerny, Academic Press, New York 1974.
- 10) J.O. Newton, J.C. Lisle, G.D. Dracoulis, J.R. Leigh, D.C. Weissner, Phys. Rev. Lett. 34 (1975) 99.
- 11) J.F. Mollenauer, Phys. Rev. 127 (1962) 867.
- 12) Yu.Ts. Oganessyan, Yu.V. Lobanov, B.N. Markov, G.N. Flerov, Soviet Phys. - JETP' 17 (1963) 791.
- 13) C.F. Williamson, S.M. Ferguson, B.J. Shepherd, I. Halpern, Phys. Rev. 174 (1968) 1544.

- 14) P.O. Tjøm, F.S. Stephens, R.M. Diamond, J. de Boer, W.E. Meyerhof, Phys. Rev. Lett. 33 (1974) 593.
- 15) E. der Mateosian, O.C. Kistner, A.W. Sunyar, Phys. Rev. Lett. 33 (1974) 596.
- 16) M. Fenzl, O.W.B. Schult, Z. Physik A272 (1975) 207.
- 17) G.B. Hagemann, R. Broda, B. Herskind, M. Ishihara, S. Ogaza, H. Ryde, Nucl. Phys. A245 (1975) 166.
- 18) S. Cohen, F. Plasil, W.J. Swiatecki, Ann. Phys. (N.Y.) 82 (1974) 557.
- 19) W. Trautmann, D. Proetel, O. Häusser, W. Hering, F. Riess, Phys. Rev. Lett. 35 (1975) 1694.
- 20) als Übersicht und Quelle für Literaturangaben:
P. Paul, in Nuclear Spectroscopy and Reactions A, Herausgeber J. Cerny, Academic Press, New York 1974.
- 21) H. Eckerl, W. Hering, W. Trautmann, in Jahresbericht 1973, Beschleunigerlabor München, Seite 142.
- 22) C.M. Davisson, in Alpha-, Beta-, and Gamma-Ray Spectroscopy, Herausgeber K. Siegbahn, North-Holland Publ. Comp., Amsterdam 1965, Vol.1, Seite 827.
- 23) R.D. Evans, in Handbuch der Physik, Vol.XXXIV, Herausgeber S. Flügge, Springer-Verlag, Berlin 1958.
- 24) R. de Leo, private Mitteilung.
- 25) M. Belluscio, R. de Leo, A. Pantaleo, A. Vox, Nucl. Instr. and Meth. 118 (1974) 553.
- 26) J.M. Paul, Nucl. Instr. and Meth. 89 (1970) 285.
- 27) eine ausführliche Diskussion des Untergrunds bei Messungen mit großen NaJ-Spektrometern findet sich in:
W.C. Feldman, Dissertation, Stanford University 1967.
- 28) zur Deorientierung schwerer Rückstoßkerne im Vakuum:
D. Ward, H.R. Andrews, R.L. Graham, J.S. Geiger, N. Rud, Nucl. Phys. A234 (1974) 94.
- 29) R. Lutter, Dissertation, Universität München, in Vorbereitung.

- 30) K. Heim, Ch. Labas, M. Richter, H.P. Rother, K. Schöffel, B. Stanzel, On-Line-Manual, Anleitung zur Benutzung des Computer-Online-Systems am Tandem-Beschleuniger Garching, nicht veröffentlicht.
- 31) P. Iredale, Nucl. Instr. and Meth. 11 (1961) 336.
- 32) W.W. Bowman, K.W. MacMurdo, Atomic Data and Nuclear Data Tables 13 (1974) 204.
- 33) S.M. Shafroth, in Scintillation Spectroscopy of Gamma Radiation, Herausgeber S.M. Shafroth, Gordon and Breach Sci. Publ., London 1967, Vol.1, Seite 143.
- 34) F. Rieß, GASPAN, Automatischer Spektrenfit, PDP 10 User Bulletin Nr.2, Rechenanlagen des Beschleunigerlaboratoriums der Universität und der Technischen Universität München.
- 35) D. Ward, F.S. Stephens, J.O. Newton, Phys. Rev. Lett. 19 (1967) 1247.
- 36) Ø. Saethre, S.A. Hjorth, A. Johnson, S. Jägare, H. Ryde, Z. Szymanski, Nucl. Phys. A207 (1973) 486.
- 37) E. Grosse, F.S. Stephens, R.M. Diamond, Phys. Rev. Lett. 31 (1973) 840.
- 38) D. Sperber, Phys. Rev. 142 (1966) 578.
- 39) V.E. Viola, Jr., J.A. Swant, J. Graber, Atomic Data and Nuclear Data Tables 13 (1974) 35.
- 40) M. Blann, F. Plasil, ALICE: A Nuclear Evaporation Code, nicht veröffentlicht.
- 41) T.D. Thomas, Phys. Rev. 116 (1959) 703.
- 42) R. Broda, M. Ishihara, B. Herskind, H. Oeschler, S. Ogaza, H. Ryde, Nucl. Phys. A248 (1975) 356.
- 43) K.S. Krane, R.M. Steffen, R.M. Wheeler, Nucl. Data Tables A11 (1973) 351.
- 44) F. Rieß, ANGDIS: Ein Programm zur Berechnung von Winkelverteilungen und Winkelkorrelation von γ -Strahlung, die von ausgerichteten Kernen emittiert wird, Jahresbericht 1974, Beschleunigerlabor München, Seite 212.

- 45) D.C. Camp, A.L. Van Lehn, Nucl. Instr. and Meth. 76
(1969) 192.
- 46) W. Dilg, W. Schantl, H. Vonach, M. Uhl, Nucl. Phys.
A217 (1973) 269.
- 47) A. Bohr, B.R. Mottelson, Nuclear Structure, Vol.1,
W.A. Benjamin, Inc., New York 1969.
- 48) S.J. Skorka, J. Hertel, T.W. Ritz-Schmidt, Nuclear Data
A2 (1966) 347.
- 49) K.E.G. Löbner, in The Electromagnetic Interaction in
Nuclear Spectroscopy, Herausgeber W.D. Hamilton, North-
Holland Publ. Comp., Amsterdam 1975, Seite 141.
- 50) vgl. die Diskussion von (n,γ) Prozessen in:
J.M. Blatt, V.F. Weisskopf, Theoretical Nuclear Physics,
J. Wiley & Sons, Inc., New York 1952, Seite 650.
- 51) J.H. Degnan, B.L. Cohen, G.R. Rao, K.C. Chan,
Phys. Rev. C6 (1972) 248;
J.H. Degnan, B.L. Cohen, G.R. Rao, K.C. Chan, L. Shabason,
Phys. Rev. C8 (1973) 2255.

VERZEICHNIS DER ABBILDUNGEN UND TABELLEN

Abbildung	Kurztitel	Seite
1	Ablauf von (HI,xny) Reaktionen	2
2	Aufbau des NaJ(Tl)-Spektrometers	6
3	Linienform des NaJ(Tl)-Spektrometers bei 2.61 MeV	8
4	Nachweiswahrscheinlichkeit des NaJ(Tl)-Spektrometers	9
5	Auflösungsvermögen des NaJ(Tl)-Spektrometers	10
6	Blockschaltbild des elektronischen Aufbaus	12
7	Anordnung der Detektoren	16
8	Zeitspektrum und Neutronen-Energiespektrum	20
9	NaJ-Impulshöhenspektren für verschiedene Bereiche des Zeitspektrums	21
10	Korrektur der NaJ-Impulshöhenspektren	23
11	Mit den Ge(Li)-Detektoren gemessene Gammaspektren	28
12	NaJ-Spektren für 74 MeV ^{16}O auf ^{144}Sm	31
13	NaJ-Spektren für 81 MeV ^{16}O auf ^{150}Sm	32
14	Multiplizitäten $N_\gamma(I)$ und relative Intensitäten $I_\gamma(I \rightarrow I-2)$ für $^{144}\text{Sm}(^{16}\text{O},2n)^{158}\text{Yb}$ bei 72 MeV	35
15	Vergleich koinzidenter Ge(Li)-Spektren	35
16	Schematische Darstellung des Compoundkernzerfalls für 81 MeV ^{16}O auf ^{148}Sm	38
17	$\bar{N}_\gamma$ als Funktion von $\bar{E}_{\text{eff}}$	41
18	Zeitspektren für verschiedene Reaktionskanäle bei 81 MeV ^{16}O auf ^{150}Sm	41
19	Ergebnis der Korrelationsmessung	44
20	Berechnete Korrelationsintensitäten	47
21	Bedeutung der Niveaudichte für den Gammazerfall hochangeregter Hochspinzustände	50
22	Berechnete Übergangswahrscheinlichkeiten und Gammaspektren	55
23	Für verschiedene Populationsverteilungen berechnete Gammaspektren	58
24	Berechnete und gemessene Multiplizitäten	59
Tabelle		
1	Die untersuchten Reaktionen	14
2	Rotationsbanden der Isotope $^{157-163}\text{Yb}$	29
3	Multiplizitäten $\bar{N}_\gamma$ und effektive Anregungsenergien $\bar{E}_{\text{eff}}$ sowie zur Berechnung von $\bar{E}_{\text{eff}}$ benötigte Größen	40
4	Lebensdauern und Multiplizitäten für $^{158,159}\text{Yb}$	62

Vorbereitung und Durchführung der Experimente sowie die Auswertung und Darstellung der Ergebnisse waren nur im Zusammenwirken mit zahlreichen Mitarbeitern des Lehrstuhls Professor C. Zupancic, der Abteilung Kernphysik der Sektion Physik und des Beschleunigerlaboratoriums der Universität und der Technischen Universität München möglich. Ihnen allen sei für ihre Hilfe herzlich gedankt.

Mein besonderer Dank gilt Herrn Professor W. Hering und Herrn Dr. O. Häusser, die das Projekt initiierten und gestalten halfen, Herrn Dr. D. Proetel für die lange Reihe anregender Diskussionen und das Interesse an Detailproblemen und Herrn Dr. F. Rieß, der sehr zum Gelingen der Experimente beitrug.

Beim Aufbau des großen NaJ(Tl)-Spektrometers wirkten Herr Dr. W. Bayer, Herr Dipl.Phys. H. Eckerl, Herr H. Schuhmann sowie gegenwärtige und ehemalige Kollegen in der Gruppe tatkräftig mit.

LEBENS LAUF

Am 9. Oktober 1943 wurde ich in Schwabach geboren. Meine Eltern sind der Studiendirektor Dr. Werner Trautmann und seine Frau Edith Trautmann, geb. Hubel. Ich besuchte die Volksschule und später das Adam-Kraft-Gymnasium in Schwabach, an dem ich 1962 die Reifeprüfung für Humanistische Gymnasien ablegte.

Nach der Bundeswehrdienstzeit in Mittenwald begann ich im Herbst 1964 mit dem Studium der Physik an der Universität München. Im Sommer 1968 übernahm ich eine experimentelle Diplomarbeit am Lehrstuhl Professor U. Meyer-Berkhout und schloß im Jahre 1970 das Studium mit der Diplom-Hauptprüfung ab.

Ein Stipendium des Deutschen Akademischen Austauschdienstes ermöglichte mir anschließend einen etwa ein-
halbjährigen Aufenthalt in Seattle, USA, wo ich als graduate student an der University of Washington Kernphysik studierte und an Experimenten im Nuclear Physics Laboratory teilnahm.

Nach der Rückkehr nach München begann ich im Herbst 1972 mit der Tätigkeit als wissenschaftlicher Angestellter am Lehrstuhl Professor C. Zupancic in der Abteilung Kernphysik der Sektion Physik der Universität München. Seit November 1974 bin ich als Verwalter der Dienstgeschäfte eines wissenschaftlichen Assistenten angestellt.

